



# Mécanisme de production de particules sous le seuil dans la matière nucléaire froide - Production de pions neutres et de photons dans les réactions proton-noyau a 190 MeV

Laurent Aphecetche

## ► To cite this version:

Laurent Aphecetche. Mécanisme de production de particules sous le seuil dans la matière nucléaire froide - Production de pions neutres et de photons dans les réactions proton-noyau a 190 MeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1998. Français. NNT: . in2p3-00008667

**HAL Id: in2p3-00008667**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008667>**

Submitted on 6 Feb 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE CAEN

# THÈSE

présentée

par

Laurent APHECETCHE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

sujet :

Mécanismes de production de particules  
sous le seuil dans la matière nucléaire froide

Production de pions neutres et de photons  
dans les réactions proton-noyau à 190 MeV

soutenue le 30 Novembre 1998 devant le jury suivant :

Monsieur	Pierre	AGUER	
Monsieur	Armando	PALMERI	rapporteur
Monsieur	Marek	PLOSZAJCZAK	
Monsieur	Bernard	TAMAIN	président
Monsieur	Yves	SCHUTZ	
Monsieur	Hans	WILSCHUT	rapporteur



## Remerciements

Une thèse de physique nucléaire expérimentale n'est plus, de nos jours, le travail exclusif d'une seule personne. Avec la complexité des expériences, le nombre de personnes collaborant tend à augmenter. Je tiens donc à remercier en premier lieu les personnes qui ont directement mis la "main à la pâte" : un grand merci à Marieke Hoefman et Marc-Jan Van Goethem à la fois pour leur aide précieuse lors de la calibration et pour leur "débogage" intensif de mes programmes! Merci également à Gines Martinez pour ses conseils, à la fois sur les problèmes d'analyse de données et sur l'interprétation des résultats.

Je remercie également Yves Schutz d'avoir assumé la lourde tâche d'être mon directeur de thèse durant ces trois années. Espérons qu'elles ne lui aient pas paru trop longues ...

Merci à Hugues Delagrange d'avoir pris le temps de relire ce manuscrit.

Je remercie particulièrement messieurs Wilschut et Palmeri d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que K.K. Gudima pour nous avoir communiqué les résultats de ses calculs DCM.

Merci aussi à messieurs Aguer, Ploszajczak et Tamain d'avoir accepté de faire partie du jury.

Le travail d'un thésard, sans une ambiance adéquate, pourrait rapidement devenir difficile. Grâce aux membres (ou ex-membres) du groupe TAPS, le sicilien Rosario, le catalan David, l'espagnol Gines, l'alsacien Yves, le citoyen du monde Hugues, l'ambiance ne fut jamais morose. Qu'ils en soient, ainsi que l'ensemble des thésards du GANIL, vivement remerciés.



*A mes parents,  
A Charlotte.*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>v</b>
<b>1 Production de pions sous le seuil</b>	<b>1</b>
1.1 Définitions . . . . .	4
1.1.1 Seuil de production . . . . .	4
Dans des collisions nucléon-nucléon . . . . .	4
Dans des collisions noyau-noyau . . . . .	4
1.1.2 Production de particules sous le seuil . . . . .	4
1.2 Origine des pions produits sous le seuil . . . . .	6
1.2.1 Production par des collisions nucléon-nucléon indépendantes . . . . .	6
Considérations de base . . . . .	6
Modèles microscopiques de transport . . . . .	8
1.2.2 Production thermique . . . . .	11
1.2.3 Production cohérente . . . . .	13
1.3 Méthodes expérimentales de détection . . . . .	14
1.3.1 Propriétés des pions . . . . .	14
1.3.2 Détection des pions chargés . . . . .	15
Les spectromètres magnétiques. . . . .	15
Les télescopes segmentés à parcours . . . . .	15
1.3.3 Détection des pions neutres . . . . .	17
1.4 Résultats expérimentaux . . . . .	18
1.4.1 Mesures inclusives . . . . .	21
Section efficace totale . . . . .	21
Spectres en énergie . . . . .	23
Distributions angulaires . . . . .	25
Section efficace invariante . . . . .	26
1.4.2 Mesures exclusives . . . . .	26
1.4.3 Mesures proton-noyau . . . . .	27
1.5 Objectifs de l'expérience proton-noyaux à 190 MeV . . . . .	29
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>31</b>
2.1 Le faisceau de protons . . . . .	32
2.2 Les réactions étudiées . . . . .	33
2.3 La détection des pions . . . . .	35
2.3.1 Analyse en masse invariante . . . . .	35
2.3.2 Interaction photon-matière . . . . .	35



2.3.3	Le spectromètre de photons TAPS . . . . .	35
	Le crystal de fluorure de baryum . . . . .	36
	Les détecteurs VETO de particules chargées . . . . .	37
	Configuration géométrique utilisée . . . . .	37
2.4	Electronique et acquisition des données . . . . .	39
2.4.1	Chaîne électronique . . . . .	39
2.4.2	Acquisition des données et contrôle . . . . .	41
2.4.3	Critères de déclenchement . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Traitement des données</b> . . . . .	<b>45</b>
3.1	Étalonnage . . . . .	46
3.1.1	Étalonnage en énergie des BaF <sub>2</sub> . . . . .	46
	Le piédestal . . . . .	46
	Le rayonnement cosmique au niveau de la mer . . . . .	47
	Facteur correctif . . . . .	49
	Dérives . . . . .	49
3.1.2	Étalonnage en temps des BaF <sub>2</sub> . . . . .	49
	Dérive HF . . . . .	51
	Walk . . . . .	52
3.1.3	"Étalonnage" en énergie des VETO . . . . .	53
3.2	Identification des modules touchés . . . . .	53
3.3	Topologie des agrégats . . . . .	53
3.3.1	Paramètres d'agrégats . . . . .	55
3.3.2	Agrégats électromagnétiques . . . . .	57
3.3.3	Agrégats hadroniques . . . . .	57
3.4	Identification des particules . . . . .	58
3.4.1	Les photons . . . . .	58
	Rejet des cosmiques . . . . .	58
	Fonction de réponse . . . . .	59
3.4.2	Les pions . . . . .	64
	Calcul du quadrimoment . . . . .	64
	Fonction de réponse . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux</b> . . . . .	<b>69</b>
4.1	Détermination de la section efficace . . . . .	70
4.1.1	Section efficace doublement différentielle . . . . .	70
4.1.2	Acceptance . . . . .	71
4.1.3	Efficacité de détection des pions neutres. . . . .	71
4.1.4	Sources d'erreurs . . . . .	73
4.2	Sections efficaces différentielles des pions . . . . .	75
4.3	Sections efficaces totales de production des $\pi^0$ . . . . .	79
4.3.1	Extrapolation des données . . . . .	79
4.3.2	Calcul de l'efficacité totale . . . . .	80
4.3.3	Sections efficaces totales . . . . .	81
4.4	Sections efficaces de production des photons . . . . .	82
4.4.1	Efficacité $\gamma$ . . . . .	82



4.4.2	Soustraction . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Discussion des résultats</b>	<b>87</b>
5.1	Énergie disponible . . . . .	88
5.2	Dépendance avec la masse de la cible . . . . .	90
5.3	Les photons directs sous le seuil . . . . .	91
5.4	Modèle géométrique . . . . .	92
5.5	Les pions neutres . . . . .	94
5.6	Comparaison avec le modèle DCM . . . . .	98
5.6.1	Présentation du modèle . . . . .	98
5.6.2	Sections efficaces totales . . . . .	99
5.6.3	Distributions en énergie des pions . . . . .	100
5.6.4	Évolution avec la masse de la cible . . . . .	100
5.6.5	Les photons . . . . .	101
5.6.6	Résumé . . . . .	103
5.7	Les photons directs au-dessus du seuil . . . . .	103
	<b>Conclusion</b>	<b>105</b>
	<b>Foster</b>	<b>109</b>
	<b>Rosebud</b>	<b>111</b>



# Introduction



L'équation d'état de la matière nucléaire est l'un des concepts les plus importants en physique nucléaire et, à ce titre, son étude accapare une grande part des efforts de recherche dans ce domaine. La détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire intéresse également au premier chef des disciplines connexes comme l'astrophysique, où elle améliorerait notre compréhension de la formation des étoiles à neutrons ou l'explosion des supernovae.

Le diagramme de phase de la matière nucléaire (figure 1) résume les différentes phases, observées ou bien encore prédites théoriquement, de la matière nucléaire :

- Tous les noyaux trouvés sur Terre possèdent une densité commune, dite densité de saturation,  $\rho_0$ <sup>1</sup> et une température,  $T_0$ , nulle. L'étude de ces noyaux est l'étude de la structure nucléaire, en particulier à haut spin et/ou haut isospin. Les expériences de ce type sont par exemple réalisées au GANIL.
- Lorsque la densité et la température sont très élevées, la matière pourrait subir une transition de phase pour former un plasma de quarks et de gluons déconfinés. Ce domaine est étudié au CERN SPS<sup>2</sup> et à l'AGS<sup>3</sup> actuellement, et le sera bientôt au CERN LHC<sup>4</sup> et à RHIC<sup>5</sup>.
- En deçà de cette région de déconfinement, la matière est sous forme d'un gaz hadronique (baryons et mésons). Ce domaine est étudié au GSI<sup>6</sup> et à l'AGS.
- Aux températures voisines de  $T_0$ , et pour des densités voisines à la densité de saturation, on peut étudier la transition d'une phase liquide vers une phase gazeuse composée de nucléons et de fragments légers (au GANIL par exemple), lorsque la densité devient inférieure à  $\rho_0$ . En revanche, aux premiers instants de la collision d'ions lourds, la densité est de l'ordre de  $1,5\rho_0$ , et des photons durs et des pions peuvent être émis. C'est dans ce domaine d'étude que se situe cette thèse.

Certains points de ce diagramme se trouvent, ou se sont trouvés, dans la nature. L'univers primordial, par exemple, se situe à très basse densité mais à très haute température. Au coeur des supernovae de type II, les noyaux sont portés à des températures de l'ordre de la dizaine de MeV, mais leur densité est de l'ordre de  $\rho_0$ . Dans les étoiles à neutrons, la densité est très élevée, de l'ordre de  $2-3\rho_0$ , mais la température y est quasi nulle.

Dans les laboratoires de physique nucléaire, les collisions d'ions lourds permettent de former, de façon transitoire uniquement, des conditions extrêmes de température et de densité. En faisant varier l'énergie de l'ion projectile, ainsi que les masses du projectile et de la cible, différentes régions du diagramme de phase sont explorées. Cependant, cette exploration est *dynamique*, c'est-à-dire que l'emploi des collisions d'ions lourds ne permet pas d'explorer des points du diagramme de phase, mais des chemins complets dans ce diagramme ("l'histoire" d'une collision nucléaire est représentée par la flèche de la figure 1). Cela signifie que pour accéder aux propriétés de la matière nucléaire à l'aide de collisions d'ions lourds, il faut être capable de distinguer les comportements liés à l'équation d'état proprement dite de ceux reliés à la dynamique des collisions.

<sup>1</sup>  $\rho_0 \simeq 0.17\text{fm}^{-3}$  pour la matière nucléaire infinie.

<sup>2</sup> Super Proton Synchrotron

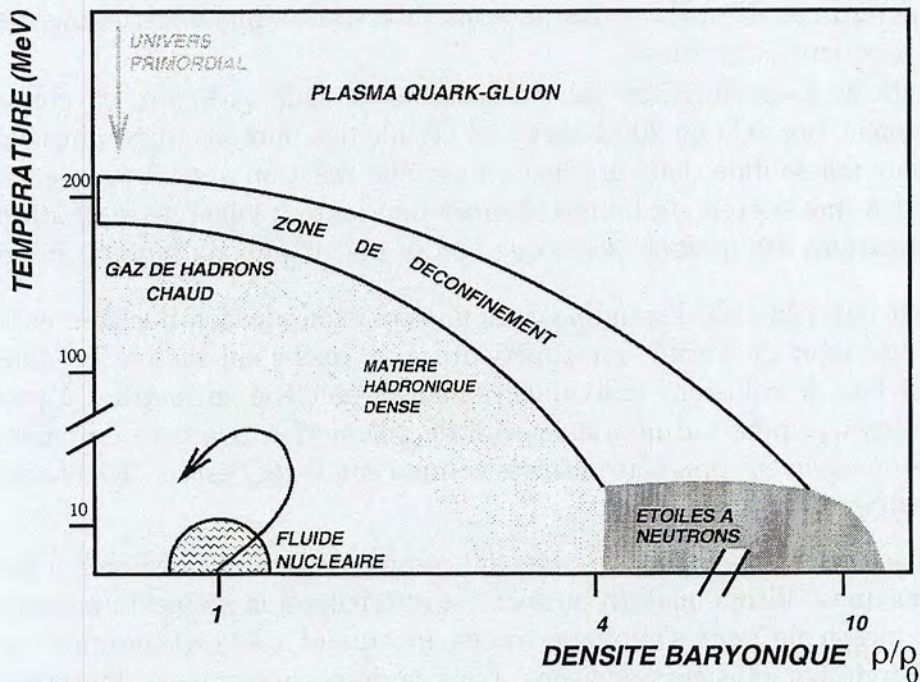
<sup>3</sup> Alternating Gradient Synchrotron

<sup>4</sup> Large Hadron Collider

<sup>5</sup> Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>6</sup> Gesellschaft für Schwerionenforschung





**Fig. 1:** Diagramme de phase de la matière nucléaire. L'exploration dynamique de ce diagramme par collisions d'ions lourds est représentée par la fleche.

D'un point de vue expérimental, les sondes traditionnellement utilisées sont celles qui ont les taux de production les plus élevés : particules légères ( $n, p, d, t, \alpha \dots$ ) et fragments de masse intermédiaires aux énergies intermédiaires, et mésons (pions essentiellement) aux énergies relativistes et ultra-relativistes. L'interprétation, en terme d'équation d'état, des spectres expérimentaux obtenus pour ces sondes est loin d'être triviale, du fait de l'interaction très forte de ces particules avec le milieu nucléaire et de l'impossibilité d'en localiser l'origine.

En revanche, certaines particules comme les photons (et les mésons aux énergies intermédiaires), qui ne sont pas initialement présentes dans le système nucléaire, ne sont produites que lors de phases particulières de la collision.

Les photons interagissent très faiblement avec la matière nucléaire, et les caractéristiques de leurs sources, tant dans l'espace que dans le temps, ont été établies par des expériences menées au GANIL ( $Kr+Ni$  à 60A MeV et  $Ta+Au$  à 40A MeV[1]). Les résultats expérimentaux plaident en fait pour l'existence de deux sources de photons bien distinctes dans le temps : les photons *de première chance* sont émis par rayonnement de freinage lors de la phase initiale de la réaction, et les photons, dits *thermiques*, émis lorsque le système se thermalise.

Cependant, le recours aux photons n'est pas judicieux quelle que soit l'énergie de bombardement considérée. En effet, à partir de 200A MeV environ, la contamination en photons de haute énergie due à la décroissance en deux photons des mésons neutres rend l'identification des photons durs "directs" de plus en plus complexe et ambiguë. Cependant, dans la réaction  $Ar+Ca$  à 180A MeV<sup>7</sup>, cette contamination a pu être soustraite

<sup>7</sup>Expérience réalisée par la collaboration TAPS au GSI en 1994



afin de déterminer le spectre des photons directs[2]. Nous effectuerons également cette soustraction dans cette thèse.

L'étude de la production des mésons sous le seuil présente, en complément ou en remplacement (au delà de 200.4 MeV) de l'étude des photons durs, plusieurs intérêts. Du fait de leur masse finie, leur production est une réaction à seuil (voir section 1.1.1). En se plaçant à une énergie de bombardement inférieure à l'énergie seuil, on peut envisager deux utilisations des mésons, selon que l'on se place "plus ou moins loin" du seuil :

- Tant que l'énergie disponible dans une collision nucléon-nucléon, en tenant compte du moment de Fermi, est supérieure à la masse du méson, ce dernier peut être créé lors de collisions individuelles nucléon-nucléon en mettant à profit le moment intrinsèque pour surmonter le seuil de production. Dans ce domaine d'énergie, les mésons peuvent donc être utilisés comme *sonde de l'espace des phases des nucléons participants*.
- Lorsqu'au contraire, même en tenant compte de l'énergie de Fermi, l'énergie disponible dans une collision nucléon-nucléon est inférieure à la masse du méson, la production du méson ne peut s'expliquer qu'en invoquant une certaine mise en commun de l'énergie par plusieurs nucléons. L'étude de ces mésons est donc très liée à l'étude des processus collectifs en jeu dans les collisions et éventuellement à l'étude des effets hors couche de masse.

Si le choix est, par exemple, de limiter le nombre de mésons issus de collisions binaires nucléon-nucléon pour étudier principalement les mésons du deuxième type, il faut se situer très en-dessous du seuil<sup>8</sup> ou considérer uniquement les mésons les plus énergétiques. Ces conditions en énergie limitent donc le domaine d'étude accessible à l'aide de chaque variété de méson (en raison de sa masse et donc de son seuil de production) à une certaine gamme en énergie. Dans le domaine d'énergie qui nous concerne ici les pions sont les sondes de choix.

Cependant, avant de pouvoir effectivement utiliser les pions comme sondes de la matière nucléaire, il faut comprendre clairement comment ces pions sont produits sous le seuil. Dans quelle mesure le moment intrinsèque des nucléons est-il capable d'expliquer les mesures expérimentales ? Existe-t'il d'autres mécanismes de production au-delà de  $NN \rightarrow NN\pi$  ? Peut-on mettre en évidence une production cohérente. Par ailleurs, les pions étant fortement absorbés par la matière nucléaire, comment la propagation des pions dans le milieu nucléaire distord-elle la production primordiale ?

Pour répondre à toutes ces questions, une campagne de mesures a été entreprise en 1997 avec TAPS<sup>9</sup> au KVI<sup>10</sup> pour étudier :

- Les collisions d'ions lourds au voisinage du seuil absolu, dans lesquelles la production cohérente, si elle existe, doit dominer la section efficace.
- Les collisions proton-noyau sous le seuil, dans lesquelles on explore les mécanismes de production au sein de la matière nucléaire "froide" ( $\rho \simeq \rho_0$  et  $T \simeq 0$ ).

<sup>8</sup>Mais cependant suffisamment au-dessus du seuil absolu (cf. section 1.1.1) pour obtenir une multiplicité mesurable

<sup>9</sup>Two Arms Photon Spectrometer

<sup>10</sup>Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, Pays-Bas



Cette thèse présente les résultats obtenus lors de la première expérience de cette campagne, proton-noyaux à 190 MeV. L'étude des collisions proton-noyau est un prérequis à l'étude des collisions noyau-noyau. En effet, dans une collision proton-noyau aux énergies considérées ici, les problèmes de dynamique de collision ne sont pas prépondérants : la densité reste pratiquement égale à la densité de saturation, la température est très faible et la distribution en moment des nucléons se réduit bien évidemment à la distribution du noyau cible (dans son état fondamental). Par ailleurs, à une même énergie incidente, l'énergie disponible est beaucoup plus faible dans une collision proton-noyau que dans une collision noyau-noyau, et la masse du pion représente donc une fraction plus grande de cette énergie disponible (70% pour la collision  $p+W$  à 190 MeV). On peut donc s'attendre à être sensible aux effets collectifs. De plus, les effets d'absorption et de rediffusion des pions doivent être plus faciles à étudier dans un système où la géométrie est plus simple. Enfin, les modèles dynamiques utilisés pour décrire les collisions d'ions lourds devraient être capables de reproduire les mesures effectuées sur un système aussi simple que proton-noyau. Dans le cas des collisions noyau-noyau, l'étude de la production des pions neutres et mésons  $\eta$  dans la réaction  $Ar+Ca$  à 180A MeV a néanmoins déjà mis en évidence [3] certaines lacunes dans ces modèles, c'est-à-dire notre compréhension imparfaite des processus inélastiques dans le milieu nucléaire. Nous verrons que les choses ne sont pas forcément plus claires dans le "cas d'école" proton-noyau.

Le travail que nous présentons ici enrichit les rares mesures proton-noyau effectuées essentiellement en pions chargés, mesures dont nous parlons plus en détail au chapitre 1. Dans ce premier chapitre nous mettons également en parallèle les mesures proton-noyau et noyau-noyau. Le chapitre 2 décrit le dispositif expérimental mis en œuvre pour la détection des pions neutres. L'analyse des données expérimentales fait l'objet du chapitre 3. Nous y décrivons les procédures de calibration du détecteur TAPS et d'identification des photons et des pions neutres. Le chapitre 4 présente les résultats obtenus avec les différentes cibles, ainsi qu'une estimation détaillée des erreurs entâchant nos mesures. Enfin, dans le dernier chapitre, nous utilisons la dépendance des sections efficaces mesurées avec la masse de la cible comme témoin des processus élémentaires qui expliquent la production des photons et des pions sous le seuil. Nous comparons également nos données aux prédictions d'un modèle de transport, DCM.



# Chapitre 1

## Production de pions sous le seuil

### Sommaire

---

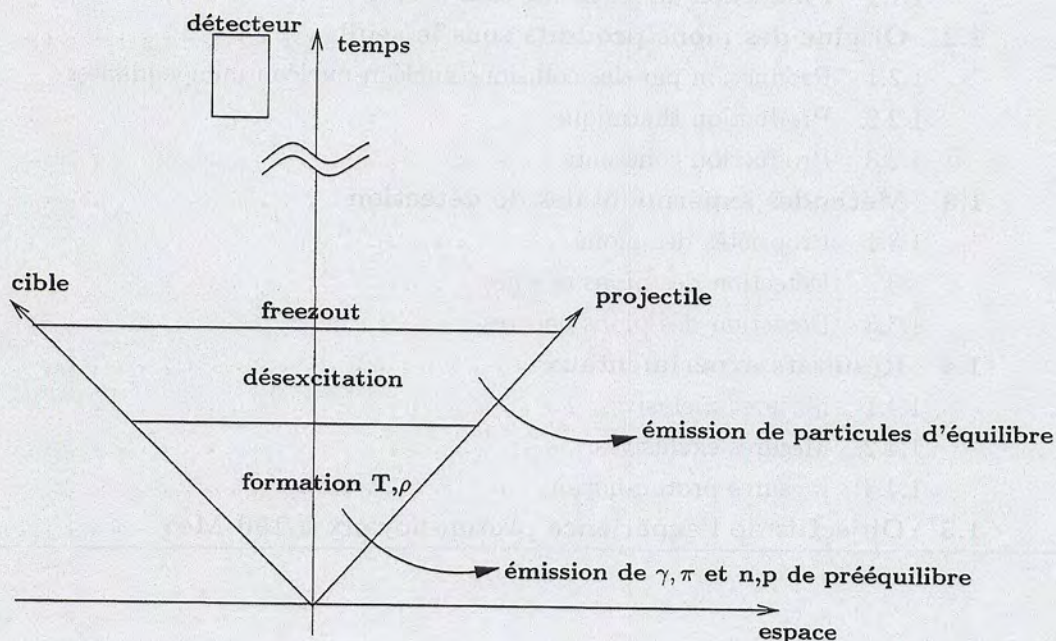
<b>1.1 Définitions . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1 Seuil de production . . . . .	4
1.1.2 Production de particules sous le seuil . . . . .	4
<b>1.2 Origine des pions produits sous le seuil . . . . .</b>	<b>6</b>
1.2.1 Production par des collisions nucléon-nucléon indépendantes .	6
1.2.2 Production thermique . . . . .	11
1.2.3 Production cohérente . . . . .	13
<b>1.3 Méthodes expérimentales de détection . . . . .</b>	<b>14</b>
1.3.1 Propriétés des pions . . . . .	14
1.3.2 Détection des pions chargés . . . . .	15
1.3.3 Détection des pions neutres . . . . .	17
<b>1.4 Résultats expérimentaux . . . . .</b>	<b>18</b>
1.4.1 Mesures inclusives . . . . .	21
1.4.2 Mesures exclusives . . . . .	26
1.4.3 Mesures proton-noyau . . . . .	27
<b>1.5 Objectifs de l'expérience proton-noyaux à 190 MeV . . . . .</b>	<b>29</b>

---



Les collisions d'ions lourds permettent de chauffer et de comprimer la matière nucléaire. Dans le domaine des énergies intermédiaires, qui s'étend de quelques dizaines de  $A$  MeV à quelques centaines de  $A$  MeV, ces élévations de température et de pression résultent de la dissipation de l'énergie cinétique du noyau projectile par des processus à 1 corps mettant en jeu le champ moyen, et des processus à 2 corps, faisant intervenir une cascade de collisions nucléon-nucléon. Schématiquement, on peut dire qu'une collision d'ions lourds (pour des paramètres d'impact petits) passe par les phases suivantes :

- lorsque les deux noyaux s'interpénètrent, une zone chaude et dense est formée. Dans cette zone, l'énergie disponible est suffisante pour produire des photons durs, des mésons et des particules légères (p,n,d) de prééquilibre;
- ensuite, le système dinucléaire se désexcite et se détend. L'énergie disponible dans cette phase ne permet plus la création de particules qui ne sont pas initialement présentes dans la collision : seuls des nucléons et des fragments peuvent être émis;
- enfin, la réaction atteint le *freezeout* où les nucléons, trop éloignés les uns des autres, cessent d'interagir.



**Fig. 1.1:** Schéma de l'évolution d'une réaction d'ions lourds. Au début de la collision, la température et la densité sont élevées et donc l'énergie disponible est grande. C'est dans cette phase de la réaction que peuvent être produites des particules dont la création demande une grande énergie (mésons, photons durs). Le système évolue ensuite en se désexcitant par émission de particules qui existent déjà dans les noyaux en collision (nucléons, fragments) car l'énergie disponible n'est plus suffisante pour créer de nouvelles particules. Enfin, lorsque les nucléons sont suffisamment éloignés, ils n'interagissent plus entre eux : c'est le *freezeout*. Un détecteur de nucléons (situé, dans ce schéma, très loin à la fois dans le temps et dans l'espace) mesure les nucléons créés tout au long de la réaction, alors qu'un détecteur de photon durs ou de mésons n'est sensible qu'aux premiers instants de la collision.



Pour étudier les états transitoires de la matière nucléaire chaude et dense formée deux types de sondes différents sont couramment utilisés.

Les nucléons, les particules légères chargées et les fragments de masses intermédiaires sont des sondes dont les taux de production sont élevés. Cependant, ces particules étant des sous-ensembles du système collisionnant, elles peuvent être émises à tout instant lors de la collision. Les observables (déterminées au *freezeout*) reflètent donc les effets d'intérêt liés à la température et à la densité élevées au début de la réaction mais aussi les effets liés à la dynamique de la collision.

En revanche, l'étude de sondes qui ne sont pas initialement présentes dans les partenaires de la collisions, comme les *mésons* et les *photons durs*<sup>1</sup>, permet d'observer des phases particulières de la collision dans lesquelles l'énergie disponible est suffisante pour leur création. Il est à ce titre particulièrement intéressant d'étudier la production de particules *sous le seuil* dont la création est sensible aux propriétés du milieu nucléaire (cf. § 1.2).

Nous expliquons dans ce chapitre ce que l'étude de ces sondes peut apporter dans la connaissance de la matière nucléaire, en nous basant sur l'une de ces sondes : le pion. Nous commençons par définir certaines quantités liées aux particules sous le seuil dont nous nous servirons tout au long de cette thèse. Puis nous passons en revue différents modèles développés pour expliquer leur production. Nous résumons ensuite les méthodes expérimentales utilisées pour détecter ces particules, afin de mettre en évidence les avantages de la détection des pions neutres. Enfin, nous tirons les enseignements des résultats expérimentaux obtenus à ce jour.

---

<sup>1</sup>On appellera photon dur des photons d'énergie supérieure à 30 MeV.



## 1.1 Définitions

### 1.1.1 Seuil de production

#### Dans des collisions nucléon-nucléon

Considérons une collision entre un nucléon projectile, noté 1, d'énergie totale  $E_1 = K_1 + m_N = \sqrt{p_1^2 + m_N^2}$  et un nucléon cible au repos (d'énergie totale  $E_2 = m_N = \sqrt{p_2^2 + m_N^2}$ ), noté 2 ( $K$  est l'énergie cinétique,  $m$  la masse au repos). L'énergie totale disponible dans le centre de masse de ce système est notée  $\sqrt{s}$  et vaut :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (1.1)$$

$$= \sqrt{4m_N^2 + 2m_N K_1} \quad (1.2)$$

Une collision élastique entre les nucléons 1 et 2 ne peut produire une particule de masse  $m_x$  que si l'énergie disponible est supérieure ou égale à la somme des masses des produits de la réaction, i.e. :

$$\sqrt{s} \geq 2m_N + m_x \quad (1.3)$$

Ce qui, en remplaçant  $\sqrt{s}$  par sa valeur, peut aussi s'écrire  $K_1 \geq K_s$ , où :

$$K_s = 2m_x \left( 1 + \frac{m_x}{4m_N} \right) \quad (1.4)$$

est l'énergie seuil de production de la particule  $x$ . Cette énergie seuil vaut, par exemple, 280 MeV pour un pion neutre, 290 MeV pour un pion chargé, ou 1260 MeV pour un méson  $\eta$ .

#### Dans des collisions noyau-noyau

Dans une collision noyau-noyau, le *seuil absolu* de production d'une particule est défini comme l'énergie de projectile en-dessous de laquelle l'énergie totale disponible dans la collision est inférieure à la masse de la particule considérée.

### 1.1.2 Production de particules sous le seuil

Lorsque, dans une collision noyau-noyau, l'énergie cinétique par nucléon du noyau projectile est inférieure à l'énergie seuil  $K_s$ , on peut encore observer des particules  $x$ , on parle alors, par définition, de *production sous le seuil*.

La production de particules sous le seuil est un effet purement "nucléaire" : l'énergie manquante nécessaire pour produire ces particules est fournie par le milieu nucléaire. En effet, dans un noyau, les nucléons possèdent un moment intrinsèque qui vient s'ajouter au moment apporté par l'énergie cinétique du faisceau. Dans des collisions entre un noyau



projectile dont l'énergie cinétique par nucléon est inférieure à l'énergie seuil  $K_s$  et un noyau cible au repos certaines collisions nucléon-nucléon peuvent donc dépasser l'énergie seuil grâce, par exemple, à la contribution du moment intrinsèque. L'étude des particules produites sous le seuil est donc un outil sensible aux propriétés du milieu.

Remarquons ici que la notion de seuil n'est pas liée uniquement à la notion de masse. Les photons n'ont pas à proprement parler de masse, bien sûr, mais un seuil de production pour des photons peut être défini si la masse est remplacée par une énergie minimum (typiquement 20-30 MeV pour les photons dits *durs*). D'après l'équation 1.4, l'énergie seuil vaut, pour un photon d'énergie supérieure à  $E_\gamma$ , environ  $2E_\gamma$ .

Par exemple, pour étudier l'influence des effets collectifs dans la production des particules sous le seuil, il faut se placer très en-dessous du seuil (pour que l'énergie fournie par le milieu nucléaire représente une fraction élevée de la masse de la particule). Pour cela on peut procéder de deux façons : soit on fait varier l'énergie de bombardement du noyau projectile, soit on impose une énergie minimum pour la particule que l'on observe.

En faisant varier ainsi soit l'énergie incidente soit l'énergie de la particule détectée, on change de domaine d'investigation :

- très en-dessous du seuil jusqu'au seuil absolu, on étudie des mécanismes permettant d'accumuler une fraction importante de l'énergie disponible en un seul degré de liberté (la formation d'une particule) : processus cohérents, effets hors couche de masse, rôle du champ moyen ;
- aux énergies voisines de l'énergie de Fermi ( $\simeq 40 A \text{ MeV}$ ), le champ moyen joue toujours un rôle (en conférant un moment intrinsèque aux nucléons) mais la dynamique de la collision intervient également en distordant l'espace des phases des nucléons. Les particules produites sont alors réellement des sondes de la matière nucléaire et leur spectre en énergie peut être vu comme une image de l'occupation dynamique de l'espace des phases ;
- près du seuil et au-delà du seuil, diverses études ont suggéré que les mésons sont produits principalement par la décroissance des résonances baryoniques ( $\Delta$ ,  $N^*$ , ...) [4]. Les taux de production mesurés reflètent la composition chimique (nucléons, résonances) de la matière nucléaire portée à des énergies d'excitation élevées.



## 1.2 Origine des pions produits sous le seuil

Nous avons vu précédemment l'intérêt des particules produites sous le seuil pour sonder le milieu nucléaire. De nombreuses études théoriques ont été menées pour tenter d'expliquer les modalités de la création de ces particules. Les différents modèles peuvent être classés en trois grandes catégories que nous décrivons maintenant.

### 1.2.1 Production par des collisions nucléon-nucléon indépendantes

Une première explication de la production des pions sous le seuil consiste à considérer qu'une réaction d'ions lourds est une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon où l'énergie manquante nécessaire est fournie par le mouvement intrinsèque des nucléons dans les noyaux.

#### Considérations de base

Pour exploiter cette idée de collisions nucléon-nucléon tirant profit du moment intrinsèque, il faut connaître (ou faire le choix de) la distribution en moment des nucléons participant à la collision.

Par hypothèse, le moment intrinsèque est pris égal au moment de Fermi,  $p_F$ , et les moments des nucléons sont supposés antiparallèles. L'énergie disponible pour produire un pion dans une telle collision vaut donc :

$$E_{max} = \sqrt{s} - 2m_N = \sqrt{\left(\sqrt{(p + p_F)^2 + m_N^2} + \sqrt{p_F^2 + m_N^2}\right)^2 - p^2 - 2m_N} \quad (1.5)$$

où  $p = \sqrt{(K_{projectile} + m_N)^2 - m_N^2}$  est le moment d'un nucléon du noyau projectile ( $K_{projectile}$  est l'énergie cinétique par nucléon du noyau projectile).

La variation de  $E_{max}$  en fonction de l'énergie incidente (figure 1.2) indique que  $E_{max}$  dépasse le seuil pour une énergie incidente de 20 A MeV environ. La mise à profit du moment intrinsèque (Fermi) des nucléons dans les noyaux permet donc d'expliquer *qualitativement* la production de pions à partir de 20 A MeV environ.

Des études plus quantitatives ont été menées pour estimer dans quelle mesure (et dans quelle gamme d'énergie) ce mécanisme de production des pions peut rendre compte (éventuellement à lui seul) des données. Les ingrédients principaux de ces études sont :

- la section efficace  $\sigma_{NN\pi}^{milieu}(\sqrt{s})$  de production d'un pion dans une collision nucléon-nucléon au sein du milieu nucléaire ;
- la distribution en moment  $\mathcal{F}(p)$  des nucléons participant à la création des pions.

Dans tous ces modèles[6, 7, 8, 9, 10], la section efficace  $\sigma_{NN\pi}^{milieu}$ , inconnue, est prise égale à la section efficace de production d'un pion dans une collision entre deux nucléons *libres*[11].

Dans le premier modèle de ce type, développé par Bertsch[6], la distribution en moment des nucléons est donnée par le modèle du gaz de Fermi :



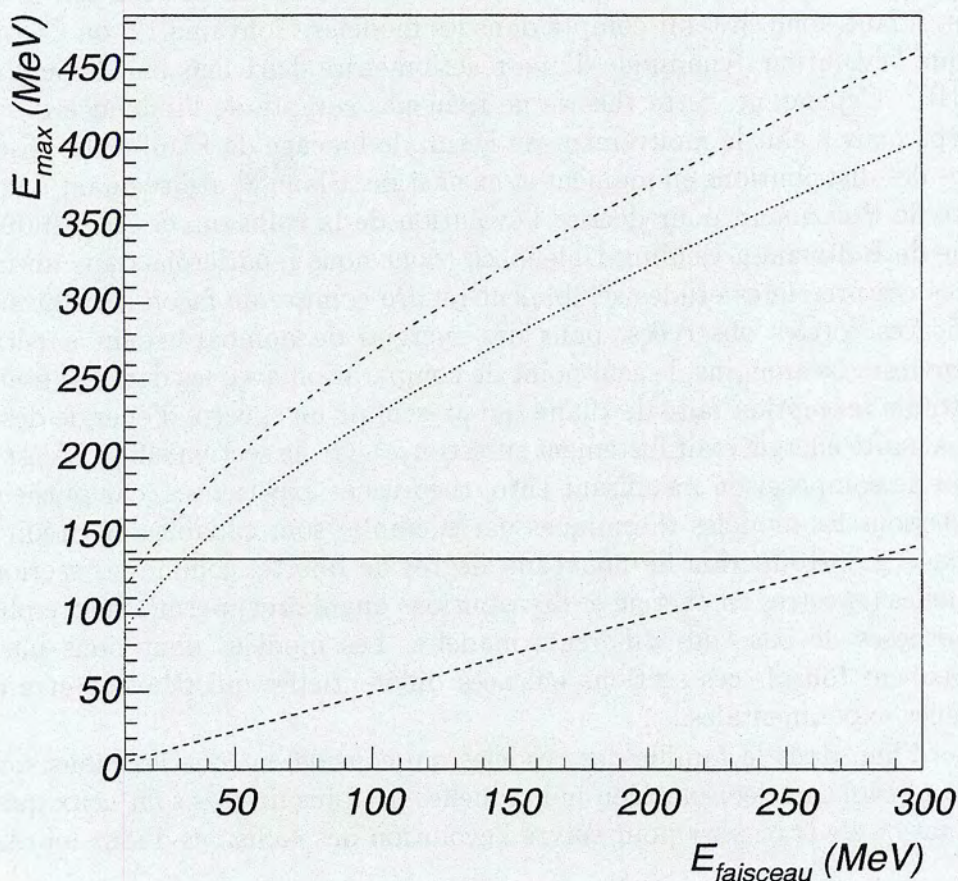


Fig. 1.2: Énergie disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon pour une paire de nucléons participant à une collision d'ions lourds, en fonction de l'énergie de bombardement. La ligne horizontale, à  $m_{\pi^0} = 134,97 \text{ MeV}$ , représente l'énergie qu'il faut dépasser pour créer un pion neutre. La courbe en pointillés est obtenue en ne tenant pas compte du moment intrinsèque des nucléons. Cette courbe intercepte la ligne horizontale pour une énergie de bombardement égale à l'énergie seuil de  $280A \text{ MeV}$ . En revanche, si les moments des 2 nucléons sont augmentés d'un moment de Fermi égal à  $220 \text{ MeV}/c$  (valeur mesurée[5] pour un noyau de carbone, ligne en points) (respectivement  $270 \text{ MeV}/c$ , valeur mesurée[5] pour des noyaux plus lourds que l'aluminium, ligne point-tirets), une telle collision peut produire des pions à partir d'une énergie de bombardement de  $30A \text{ MeV}$  (respectivement  $15A \text{ MeV}$ ).



$$\mathcal{F}(p, r) = \frac{\rho(r)\theta(|p| - p_F)}{4\pi p_F^3/3} \quad (1.6)$$

où  $p$  est l'impulsion du nucléon,  $r$  sa position,  $\rho(r)$  la densité locale et  $\theta$  la fonction échelon.

Or, il est établi que la *dynamique de la collision* modifie la distribution en moment des nucléons. Il faut donc en tenir compte dans les modèles. Tohyama[12] ou Cassing[10] supposent que l'évolution dynamique d'une réaction entre deux ions lourds peut être décrite par TDHF<sup>2</sup>. Cependant, cette théorie ne tient pas compte de l'influence des collisions à deux corps mais inclut le mouvement de Fermi, le blocage de Pauli et les distorsions dynamiques des distributions en moment et en énergie. Blann[8] utilise quant à lui l'équation maîtresse de Boltzmann pour décrire l'évolution de la collision, et Aichelin[9] se sert de la théorie de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (dont nous reparlerons dans un instant).

Toutes ces premières études semblaient rendre compte de façon satisfaisante des sections efficaces totales observées, pour des énergies de bombardement supérieures à 50 A MeV environ. Néanmoins, le seul point de comparaison avec les données était la section efficace totale (exception faite de Blann qui présentait un spectre d'énergie des pions dont la partie à haute énergie était fortement surestimée). Or, la section efficace s'est avérée être un moyen de comparaison insuffisant entre théories et expériences, car plusieurs modèles (voir ci-dessous les modèles thermiques par exemple) sont capables de prédire<sup>3</sup> cette section efficace. L'introduction de nouveaux degrés de liberté, comme les sections efficaces différentielles (spectres en énergie et distributions angulaires) permet d'être plus sensibles aux hypothèses de base des différents modèles. Les modèles dont nous parlons maintenant peuvent fournir ces sections efficaces différentielles qui peuvent être confrontées aux données expérimentales.

Aujourd'hui, dans la famille des modèles qui considèrent que les pions sont produits dans des collisions nucléon-nucléon individuelles, les plus utilisés sont ceux qui font appel à une équation de transport pour suivre l'évolution des collisions d'ions lourds.

### Modèles microscopiques de transport

De nombreux modèles[13, 14, 15, 16], basés sur des hypothèses différentes et sur des traitements différents des équations de base, recourent à la même équation de transport pour suivre l'évolution des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Citons par exemple QMD<sup>4</sup>, LV<sup>5</sup>, BUU<sup>6</sup>/VUU<sup>7</sup>, DCM<sup>8</sup>. Nous donnons ici quelques détails sur le modèle BUU tel qu'il a été utilisé par Cassing et collaborateurs[17].

**Description du modèle BUU** Ce modèle est basé sur l'équation de Vlasov-Uehling-Uhlenbeck qui décrit la collision en suivant l'évolution de la distribution à 1 corps des

<sup>2</sup>théorie Hartree-Fock dépendant du temps

<sup>3</sup>avec une erreur systématique typique de l'ordre d'un facteur 2

<sup>4</sup>Quantum Molecular Dynamics

<sup>5</sup>Landau Vlasov

<sup>6</sup>Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck

<sup>7</sup>Vlasov-Uehling-Uhlenbeck

<sup>8</sup>Dubna Cascade Model



nucléons dans l'espace des phases,  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , comme la propagation d'un nucléon dans un champ moyen généré par les autres nucléons du noyau et subissant des collisions avec les autres nucléons, soit :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \vec{\nabla}_r - \vec{\nabla}_r U(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla}_{p_1} \right) f(\vec{r}, \vec{p}_1, t) = I_{coll} \quad (1.7)$$

où

$$I_{coll} = \frac{4}{(2\pi)^3} \int \int dp_2^3 dp_3^3 \int d\Omega |v_{12}| \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \times (f_3 f_4 \bar{f}_1 \bar{f}_2 - f_1 f_2 \bar{f}_3 \bar{f}_4) \quad (1.8)$$

décrit la collision entre deux nucléons 1 et 2 (cf. figure 1.3), et :

- $U(\vec{r})$  est le potentiel moyen des nucléons,
- $f_i = f(\vec{r}, \vec{p}_i, t)$  est la probabilité d'occupation des états initiaux (1,2) et finaux (3,4) (cf. figure 1.3),
- $\bar{f} = 1 - f$  est la probabilité que l'état du nucléon ne soit pas occupé,
- $v_{12}$  est la vitesse relative des nucléons 1 et 2,
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  est la section efficace différentielle nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire,
- $\delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4)$  est le terme de conservation du moment.

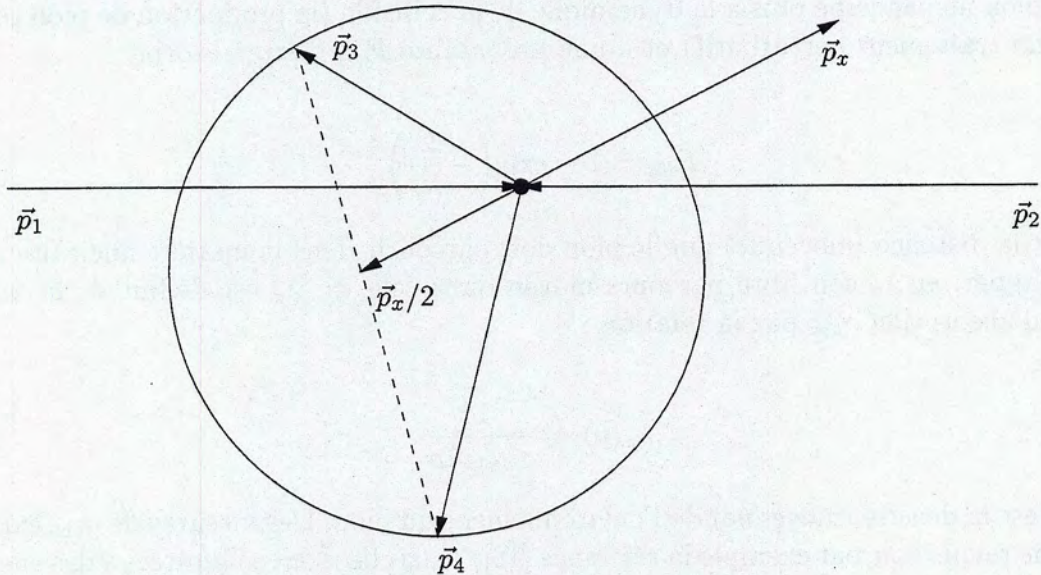


Fig. 1.3: Cinématique de la réaction  $N_1 N_2 \rightarrow N_3 N_4 x$

La création d'une particule  $x$  est supposée résulter d'une réaction  $NN \rightarrow NNx$  dont la section efficace est paramétrée.



La multiplicité différentielle d'une particule  $x$  créée dans des collisions nucléon-nucléon, pour un paramètre d'impact donné,  $b$ , s'obtient en sommant de façon incohérente[15] les probabilités individuelles :

$$E_x \frac{d^3 N_x(b)}{dp_x^3} = \sum_{coll.NN} \frac{d\Omega}{4\pi} E'_x \left( \frac{d^3 P_x(\sqrt{s})}{dp_x'^3} \right) \bar{f}_3 \bar{f}_4 \quad (1.9)$$

où  $E_x$  et  $p_x$  sont l'énergie et le moment de la particule  $x$ . Les variables primées sont exprimées dans le centre de masse nucléon-nucléon.  $P_x$ , la probabilité par collision nucléon-nucléon (NN) de produire une particule  $x$  est donnée[15] par le rapport de la section efficace différentielle de production de la particule  $x$  et de la section efficace totale nucléon-nucléon dans le milieu :

$$\frac{d^3 P_x(\sqrt{s})}{dp_x'^3} = \frac{d^3 \sigma_x(\sqrt{s})/dp_x^3}{\sigma_{NN}^{totale}(\sqrt{s})} \quad (1.10)$$

Dans le cas des pions,  $\sigma_{x=\pi}(\sqrt{s})$  est généralement obtenue par la paramétrisation proposée par Ver West et Arndt[11].

Ce formalisme n'est pas spécifique à la production de pion, et a été appliqué à l'étude de la production de tous types de particules ( $\gamma, K, \eta, \Delta, \bar{p}, e^+e^-$ ). Par rapport aux photons et aux dileptons par exemple, une difficulté nouvelle apparaît dans l'étude des pions. Ceux-ci sont couplés à leur environnement hadronique (les nucléons et/ou résonances) par l'interaction *forte*, c'est-à-dire qu'ils peuvent être diffusés ou absorbés après leur création. Comparée au traitement complexe de la dynamique de la collision décrit ci-dessus, la prise en compte de l'absorption des pions est en général assez simple<sup>9</sup>. On considère qu'une fois créé, le pion ne participe plus à la dynamique de la collision (la production de pion résulte donc d'un traitement perturbatif) et a une probabilité  $P_{abs}$  d'être absorbé :

$$P_{abs} = 1 - \exp \left( -\frac{D}{\lambda_\pi} \right) \quad (1.11)$$

où  $D$  est la distance (moyenne) que le pion doit parcourir dans la matière nucléaire avant de s'échapper, et  $\lambda_\pi$  son libre parcours moyen dans celle-ci.  $\lambda_\pi$  est déduit de la section efficace d'absorption  $\sigma_{abs}$  par la relation :

$$\lambda_\pi(p) = \frac{1}{\sigma_{abs}(p)\rho} \quad (1.12)$$

où  $\rho$  est la densité (moyenne) de l'environnement du pion. Des mesures de  $\sigma_{abs}$  existent (pour une revue, voir par exemple la référence [18]) mais elles sont a) limitées à des énergies cinétiques de pion supérieures à 40 MeV environ et b) concernent des noyaux dans leur état fondamental<sup>10</sup>. Pourtant, dans la production de pions sous le seuil a) la majorité de

<sup>9</sup>ce qui est en grande partie dû au fait que la propagation des pions dans le milieu nucléaire est loin d'être clairement comprise

<sup>10</sup>les mesures sont des réactions induites par un faisceau du pion



la section efficace est à basse énergie de pion et b) les noyaux sont fortement perturbés lors de la collision.

Dans ce contexte, et en l'absence de méthode plus élaborée,  $\sigma_{abs}$  est alors extrapolée à partir des données expérimentales (réactions libres  $\pi$ -nucléon ou bien encore  $\pi$ -noyau), parfois à l'aide de modèles[19]. Notons enfin que le libre parcours moyen du pion dépend non seulement de la densité mais également de son moment.

De tels calculs BUU ont montré que :

- i) la production incohérente de pions par des collisions nucléon-nucléon peut rendre compte des sections efficaces totales observées, pour des énergies de bombardement supérieures à 60 A MeV ;
- ii) la section efficace totale de production dépend de la masse du système en collision selon une loi de puissance :

$$\sigma_{\pi}^{totale} \propto (A_{projectile} \times A_{cible})^n \quad (1.13)$$

où n vaut 0,87 en négligeant l'absorption des pions, et 0,73 en en tenant compte ;

- iii) les pions sont émis aux premiers instants de la collision, au cours des collisions nucléon-nucléon de première chance (cf. figure 1.4) ;
- iv) les spectres en énergie ne sont bien reproduits qu'à relativement haute énergie (au delà de 100 A MeV environ) ;
- v) la propagation des pions dans le milieu nucléaire, après leur production, perturbe considérablement les distributions (en énergie et plus encore en angle) primordiales, ce qui montre l'importance d'un traitement cohérent de l'absorption.

### 1.2.2 Production thermique

Un autre scénario expliquant la production de pions sous le seuil consiste à supposer qu'au cours de la collision de deux ions lourds une zone comprimée et chaude peut être formée. Si l'énergie d'excitation de cette zone est supérieure à la masse du pion on peut théoriquement observer des pions dans les produits de décroissance de cette zone chaude. Si l'on suppose de plus que cette zone a atteint un équilibre thermodynamique on peut facilement calculer les probabilités de décroissance de telle ou telle particule issue de cette zone, y compris les pions, en comptabilisant l'espace des phases disponible.

Le premier modèle de ce type, développé par Aichelin et Bertsch[20], suppose la formation d'un noyau composé (l'extension de la zone chaude n'est donc pas ici locale mais globale) dont l'énergie d'excitation provient de l'énergie cinétique du projectile et de l'excès de masse des noyaux collisionnant. La théorie statistique de Weisskopf est alors appliquée au noyau composé pour calculer la probabilité de production d'un pion. Les ingrédients de ce modèle sont :

- la section efficace de formation du noyau composé (paramètre libre du modèle) ;
- les densités de niveaux (déterminées dans le cadre du modèle du gaz de Fermi) ;
- la section efficace inverse, i.e. la section efficace d'absorption d'un pion par un noyau (déterminée ici par une paramétrisation ajustée à la réaction  $\pi + {}^{12}C$ [21]).



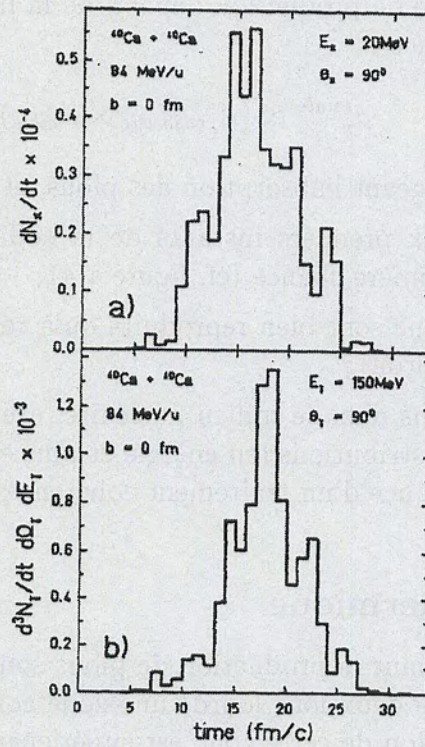


Fig. 1.4: a) Taux de production des pions neutres de 20 MeV émis à  $90^\circ$  dans une collision centrale  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ; b) taux de production des photons de 150 MeV pour la même réaction (tiré de la référence [15]).



Dans ce modèle, il apparaît que la section efficace totale est proportionnelle à  $\exp(-m_\pi/T)$ . Cette dépendance en température implique qu'à une même énergie incidente la section efficace totale de production d'un pion décroît lorsque la taille du système augmente (puisque la même énergie est "partagée" par plus de nucléons), ce qui est en contradiction avec les données (voir § 1.4.1).

Or, aux énergies intermédiaires, la section efficace de formation d'un noyau composé est très faible. Deux modèles, développés indépendamment par Prakash et collaborateurs d'une part et Shyam et Noll d'autre part, remédient à ce problème. La section efficace de production d'un pion peut être, dans ces modèles, factorisée en une section efficace de formation,  $\sigma^F$ , d'un (ou plusieurs) agrégat<sup>11</sup> de nucléons et une probabilité de décroissance  $F^\pi$  de cet agrégat en pion :

$$E_\pi \left( \frac{d^3\sigma}{dp_\pi^3} \right) = \sum_i \sigma_i^F \cdot F_i^\pi(p_\pi) \quad (1.14)$$

Dans le modèle de Prakash et collaborateurs, la taille de l'agrégat est estimée, pour chaque paramètre d'impact, à l'aide du modèle géométrique de la boule de feu[22]. La probabilité de décroissance est calculée, comme dans le modèle d'Aichelin et Bertsch, dans le cadre de la théorie statistique de désexcitation de Weisskopf.

Dans le modèle de Shyam et Noll,  $\sigma^F$  résulte de l'extrapolation de résultats de calculs du code de cascade intranucléaire de Cugnon[23].  $F^\pi$  est calculée en comptant avec une égale probabilité toutes les cellules de l'espace des phases accessibles aux agrégats.

Malgré leurs similitudes, ces deux modèles ne donnent pas des résultats comparables. Shyam et Noll[24] surestiment les données d'un facteur cinq, alors que le modèle Prakash et collaborateurs donne des sections efficaces en accord avec les données pour des énergies incidentes supérieures à 50 A MeV environ.

Certains modèles thermiques sont donc eux aussi capables de rendre compte des sections efficaces totales observées. Néanmoins, la forme des spectres en énergie est mal reproduite, en particulier la partie de plus haute énergie, ce qui semble indiquer une composante non statistique dans le mécanisme de production[25].

### 1.2.3 Production cohérente

Lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse est beaucoup plus grande que l'énergie totale d'un pion émis, le volume de l'espace des phases disponible *après* émission du pion est encore (très) grand, ce qui laisse beaucoup d'états finaux disponibles. Cet argument justifie, qualitativement, l'emploi des modèles thermiques décrits précédemment.

En revanche, lorsque l'énergie totale du pion émis représente une fraction importante de l'énergie disponible, le nombre d'états disponibles après émission du pion se réduit considérablement. Dans ce domaine d'énergie, ni les modèles thermiques ni les modèles de collisions individuelles nucléon-nucléon ne sont capables de reproduire les données, indiquant le besoin de modèles basés sur des mécanismes cohérents.

Le modèle de Vasak[26] considère que la décélération rapide, dans le centre de masse noyau-noyau, du projectile *et* de la cible conduit, par rayonnement de freinage, à l'émission

<sup>11</sup>nucléons participants dans le langage de Prakash



de pions, tout comme la décélération d'une charge électrique conduit à l'émission de photons, d'où le nom donné à ce modèle de *bremsstrahlung pionique*. Les contributions de la cible et du projectile doivent être additionnées de façon *cohérente* pour reproduire les distributions angulaires expérimentales. Le seul paramètre libre de ce modèle est lié au temps de décélération. Ce modèle est capable, pour des énergies incidentes inférieures à 100 A MeV, de rendre compte de la section efficace totale et de certaines distributions angulaires (systèmes symétriques). En revanche, ce qui semble être une constante de tous les modèles décrits ici, la partie à haute énergie du spectre en énergie cinétique des pions est sous-estimée.

Une autre approche[27, 28, 29] consiste à considérer que le projectile excite la cible en un état  $\Delta$ -trou qui décroît ensuite en émettant un pion. Cette image concerne des réactions très périphériques où la cible et le projectile sont très peu perturbés. Ces calculs, complètement quantiques (au contraire de tous les autres modèles présentés ici), sont complexes, et ne peuvent réellement être comparés qu'avec des expériences très exclusives. Quelques rares expériences de ce type (cf. § 1.4.2) semblent montrer que des phénomènes cohérents existent, mais leurs sections efficaces sont de l'ordre du millièème de la section efficace totale de production de pions, rendant difficile l'exploitation des résultats.

### 1.3 Méthodes expérimentales de détection

La détection de pions produits sous le seuil est un véritable défi expérimental compte tenu du faible rapport entre le nombre de pions produits et le nombre d'autres particules (nucléons) produites au cours des réactions. La détection des pions repose donc en grande partie sur la capacité de rejeter massivement le bruit dû aux autres particules (nucléons). Nous décrivons ici les méthodes de détection des pions neutres et chargés, afin de préciser les avantages liés à la détection des pions neutres.

#### 1.3.1 Propriétés des pions

Les méthodes de détection des pions doivent tenir compte de leurs propriétés : durée de vie et modes de décroissance (voir tableau 1.1).

**Tab. 1.1:** Vie moyenne ( $c\tau$ ), masse, seuil de production ( $E_s$ ), modes de décroissance (et rapports d'embranchements  $RE$ ) des pions.

Pion	$q\bar{q}$	$c\tau$ (m)	$m_\pi$ MeV/c <sup>2</sup>	$E_s$ (MeV)	Modes de désintégration	RE (%)
$\pi^0$	$u\bar{u} - d\bar{d}$	$25,1 \times 10^{-9}$	134,97	280	$2\gamma$	98,8
$\pi^+$	$u\bar{d}$	7,8	139,57	290	$\mu^+ \nu_\mu$	99,99
$\pi^-$	$\bar{u}d$	"	"	"	$\mu^- \nu_\mu$	"

Les pions chargés ont une durée de vie suffisamment longue ( $\tau = 2,6 \times 10^{-8}$  s,  $c\tau = 7,8$  m) pour s'échapper de la cible et être directement observables.

Les pions neutres, quant à eux, ont une durée de vie excessivement courte ( $\tau = 8,4 \times 10^{-17}$  s,  $c\tau = 25,1 \times 10^{-9}$  m) et se désintègrent principalement en deux photons



(BR=98,8%) alors qu'ils sont encore dans la cible. Leur détection se ramène donc à la détection des deux photons issus de cette désintégration.

### 1.3.2 Détection des pions chargés

Les pions chargés produits aux énergies intermédiaires sont mesurés par deux types de détecteurs : *les spectromètres magnétiques* qui permettent d'atteindre de bonnes résolutions en énergie mais des angles solides faibles et *les télescopes segmentés à parcours* avec lesquels il est facile d'avoir une bonne couverture angulaire, au détriment de la résolution en énergie.

#### Les spectromètres magnétiques.

Le principe de la mesure des pions chargés à l'aide d'un spectromètre magnétique est illustré dans la figure 1.5 : un aimant est utilisé pour disperser les produits de réactions. Selon le rejet du fond et la résolution souhaités, différents dispositifs auxiliaires sont utilisés pour la *détection* des pions, comme :

- des télescopes de plastiques scintillants, où la combinaison des pertes d'énergies des pions dans les différentes parties du télescope permettent l'identification (grâce à la méthode  $E - \Delta E$ ) et/ou la mesure de l'énergie cinétique des pions (comme dans un télescope segmenté à parcours, voir ci-dessous) [30, 31, 32, 33, 34, 35],
- des hodoscopes de plastiques scintillants, où le signal lumineux généré par le passage d'un pion est utilisé uniquement pour obtenir le temps de vol de la particule frappant le scintillateur [32, 36, 37, 38], ce temps de vol servant alors à déduire l'énergie du pion,
- des chambres multifils [30, 31, 33, 36, 35, 34, 32] pour reconstituer la trajectoire complète des particules qui, associée à une mesure d'énergie, permet de calculer l'énergie cinétique de ces particules.

Avec des spectromètres magnétiques, la résolution en impulsion des pions est bonne ; des valeurs de  $\Delta p/p$  entre 1% [32] et 8% [38] ont été obtenues.

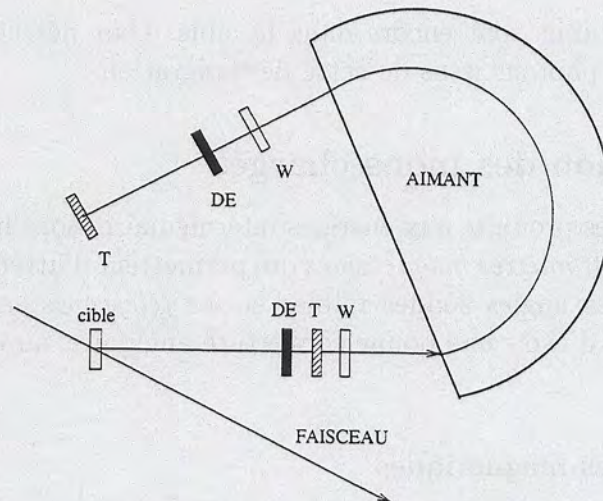
Pour faire des mesures à plusieurs angles, il faut généralement *déplacer* le spectromètre, ce qui explique que le nombre d'angles mesurés et les angles solides couverts avec de tels dispositifs sont faibles. Typiquement, l'angle solide couvert est de l'ordre du millistéradian (exception faite d'une expérience dans laquelle un angle solide de 100 msr a été obtenu [38]).

Les bases de vol dans les différents dispositifs sont généralement supérieures au mètre. Compte-tenu de la durée de vie de 26 ns des pions chargés, ces bases de vol imposent un seuil, *limitant vers le bas la mesure de l'énergie cinétique des pions détectables*.

#### Les télescopes segmentés à parcours

Pour couvrir des angles solides plus grands qu'avec les spectromètres magnétiques, des télescopes à parcours ont été développés. Le principe est illustré sur la figure 1.6 : une dizaine de scintillateurs sont placés les uns derrière les autres. Pour chacun des scintillateurs touchés la perte d'énergie  $\Delta E$  et le temps associé sont enregistrés. Le dépôt d'énergie en fonction du parcours étant dépendant de la particule, les corrélations entre





**Fig. 1.5:** Pour mesurer les pions chargés créés dans la collision entre un noyau projectile et un noyau cible, un aimant courbe la trajectoire des différentes particules chargées, et un certain nombre de détecteurs interceptent les trajectoires pour fournir un temps de vol ( $T$ ) et/ou une perte d'énergie ( $DE$ ) et/ou une localisation ( $W$ ), pour reconstruire l'énergie cinétique des pions.

les différentes pertes d'énergies  $\Delta E$  des scintillateurs touchés permettent de distinguer les pions des protons. Les télescopes à parcours, n'opérant pas dans un champ magnétique, "voient" un taux élevé de fond, principalement dû aux protons. Les premiers éléments du télescope sont alors uniquement utilisés pour distinguer les pions des protons.

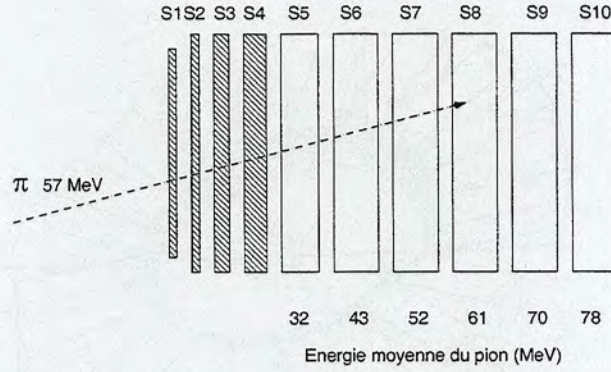
L'énergie cinétique des pions est obtenue en identifiant dans quel scintillateur le pion s'arrête. La résolution en énergie de ces dispositifs dépend de l'épaisseur des différents scintillateurs, et vaut généralement 8-10 MeV. L'obligation d'avoir au moins les 3, 4 ou 5 premiers éléments touchés, afin de pouvoir distinguer pions et protons, impose un seuil bas dans l'énergie des pions mesurables, de l'ordre de 10-30 MeV. De plus, le nombre croissant d'interactions secondaires dans le matériau constituant les télescopes limite le nombre d'éléments effectivement utilisable, c'est-à-dire l'énergie maximale de pion mesurable.

La résolution angulaire d'un télescope est déterminée par la taille de sa face d'entrée. Elle est de l'ordre de quelques degrés. Les télescopes sont placés à des distances modestes, inférieures au mètre, ce qui limite les pertes de pions par décroissance.

La distinction entre pions positifs et négatifs est basée sur la désintégration du pion positif arrêté qui produit un muon monoénergétique de 4.2 MeV et un neutrino. On compare deux intégrations de l'impulsion  $\Delta E$  mesurée dans un scintillateur : l'une prend en compte toute l'impulsion,  $Q$ , et l'autre est retardée d'un temps  $\Delta t \simeq 6$  ns,  $Q'$ , qui ne prend en compte que la queue de l'impulsion. Le signal  $Q-Q'$  est très sensible à l'apparition d'un signal dû au muon pendant la seconde intégration, et dans une représentation bidimensionnelle  $Q$  en fonction de  $Q'$ , il est possible de séparer les deux états de charge des pions[39] avec une efficacité supérieure à 80%.

En résumé, les télescopes à parcours offrent l'avantage, par rapport aux spectromètres magnétiques, de couvrir un angle solide plus grand, au détriment cependant de la résolution en énergie et de la gamme d'énergie mesurable (typiquement 25-80 MeV).





**Fig. 1.6:** *Télescope à parcours utilisé pour la mesure de la production des pions chargés (adapté de la référence [40]). Les 4 premiers éléments du télescope ne sont utilisés que pour discriminer pions et protons. Les 6 autres éléments permettent d'obtenir 6 valeurs mesurables d'énergies qui sont indiquées sur la figure. Un tel dispositif possède donc à la fois un seuil bas (26,5 MeV) et un seuil haut (82 MeV).*

Notons enfin que toute détection de pions chargés, que ce soit à l'aide de spectromètres magnétiques ou de télescopes segmentés à parcours, ne peut être sensible à des sections efficaces inférieures au microbarn en raison de la résolution limitée de l'identification.

### 1.3.3 Détection des pions neutres

Les pions neutres se désintègrent en deux photons ( $BR=98,8\%$ ) alors qu'ils sont encore dans la cible ( $c\tau=25,1$  nm). Ces deux photons sont alors détectés grâce à un détecteur approprié à grand angle solide. Contrairement aux pions chargés, il n'y a donc pas de seuil bas dans l'énergie d'un pion neutre mesurable.

Deux types de dispositifs ont été utilisés, basés soit sur des scintillateurs (NaI, BaF<sub>2</sub>) soit sur des détecteurs Cerenkov (verre au plomb). La résolution en énergie est généralement moins bonne que pour la détection des pions chargés, mais l'angle solide couvert est plus grand (entre 2,5 et 11,6 stéradians).

Les premières mesures de pions neutres ont été réalisées avec des *détecteurs Cerenkov au verre au plomb*. Nous illustrons ici leur principe (figure 1.7) en nous basant sur le dispositif utilisé dans la référence [41]. Dans de tels dispositifs, le photon incident crée une gerbe électromagnétique dans un convertisseur (verre F2), gerbe qui est alors détectée dans un absorbeur (verre SF5, couplé à un photomultiplicateur) grâce à la lumière Cerenkov émise par ses électrons.

Les pions neutres sont identifiés par une analyse en *masse invariante* des deux photons détectés. La masse invariante représente l'énergie dans le centre de masse de la paire de photons. Lorsque ces deux photons proviennent d'un pion neutre, leur masse invariante :

$$\begin{aligned} M_{inv} &= \sqrt{(\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2} \\ &= \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12})} \end{aligned} \quad (1.15)$$

est égale à la masse au repos du pion neutre (134,97 MeV), où  $\mathbf{P}_i$  sont les quadrimoments des photons et  $\theta_{12}$  l'angle relatif entre les deux (tri)moments.



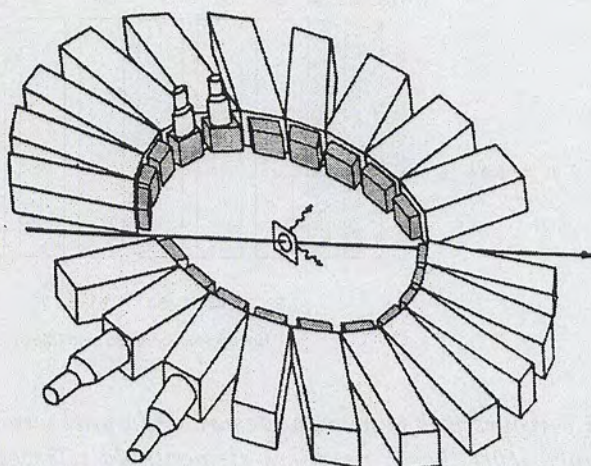


Fig. 1.7: *Télescopes au verre au plomb utilisés pour la mesure de la production des pions neutres (tiré de la référence [41]) : le pion décroît en deux photons de haute énergie alors qu'il est encore dans la cible ; ces deux photons sont détectés par les télescopes de détecteurs Cerenkov au verre au plomb.*

La résolution en énergie des *photons* obtenue avec ces détecteurs au verre au plomb varie selon une loi  $10\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ . Compte-tenu de la cinématique de décroissance des pions neutres, la résolution en énergie des *pions neutres* dépend essentiellement de l'angle d'ouverture des télescopes ( $\pm 8^\circ$ ). La fonction de réponse est une gaussienne de variance  $\sigma(K_\pi) = 2,5 + 0,233K_\pi$  (MeV), où  $K_\pi$  est l'énergie cinétique du pion. Des angles solides de  $0,3 \times 4\pi$  ont été réalisés[42].

La génération suivante de spectromètres de pions [43, 44] utilise des scintillateurs au fluorure de baryum, qui jouent à la fois le rôle de convertisseur et d'absorbeur. La résolution en énergie des photons est en moyenne 5 fois meilleure que pour les verres au plomb (pour des informations complémentaires sur le fluorure de baryum, voir la section 2.3.3). La géométrie des détecteurs permet également d'améliorer notablement, par rapport aux détecteurs précédents, la résolution angulaire (de l'ordre du degré). TAPS<sup>12</sup> et MEDEA sont les deux principaux détecteurs de ce type. TAPS est décrit en détail dans le chapitre 2, et MEDEA est décrit brièvement dans la figure 1.8.

## 1.4 Résultats expérimentaux

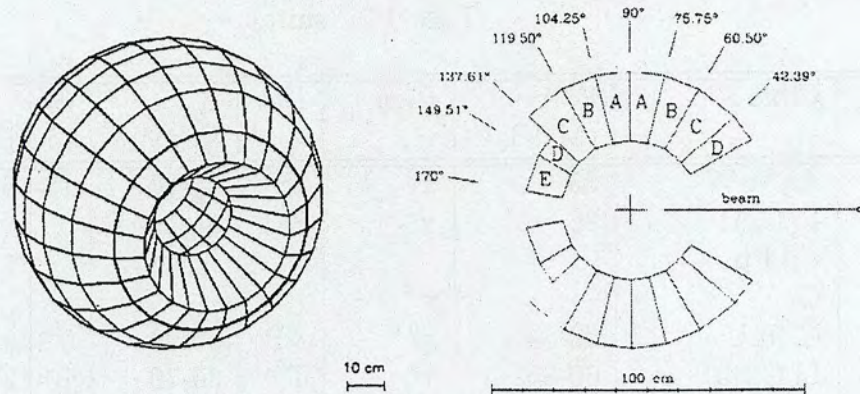
Depuis l'observation des premiers pions produits artificiellement<sup>13</sup> en 1948, de nombreuses études ont été menées sur la production des pions, tant sous le seuil qu'au-dessus.

Nous présentons dans la suite de ce chapitre les caractéristiques de la production des pions *sous le seuil*, en nous appuyant sur les nombreuses mesures effectuées depuis plus de 15 ans qui sont résumées dans les tableaux 1.2 et 1.3.

<sup>12</sup>Two Arms Photon Spectrometer

<sup>13</sup>Notons que ces pions, produits dans la réaction  $^4\text{He} + \text{C}$  à 95.4 MeV[45] l'ont été *sous le seuil*





**Fig. 1.8:** La boule de  $\text{BaF}_2$  du multidétecteur MEDEA est constituée de 180 cristaux de  $\text{BaF}_2$  (de longueur 12 ou 20 cm) qui couvrent  $3,7\pi$ . Le diamètre intérieur de la boule est de 22 cm. La vue de droite, qui est une coupe verticale, indique que les angles polaires de 30 à 170 degrés sont couverts.

**TAB. 1.2:** Expériences réalisées pour étudier la production des pions dans les collisions proton-noyau ou noyau-noyau (sous le seuil). Le type de détecteur utilisé est indiqué : spectromètre magnétique (SM), télescope à parcours (TP), verre au plomb (VP),  $\text{BaF}_2$  (BA). (SE) indique des expériences semi-exclusives et (E) des expériences exclusives (recherche de la fusion pionique essentiellement).

Proj	Cible	E/A (MeV)	Pion	Det	$K_\pi$ (MeV)	$\theta_\pi$ (degrés)	Ref.
$^{139}\text{La}$	$^{139}\text{La}$	138-246	$\pi^\pm$ (SE)	SM	$\geq 55$	14-45	[46]
$^{129}\text{Xe}$	Au	44	$\pi^0$	BA	0-150	44-178	[47]
$^{86}\text{Kr}$	Ni	60	$\pi^0$	BA	0-150	35-165	[48]
$^{20}\text{Ne}$	NaF,Pb	183	$\pi^-$	SM	$\geq 48$	20-90	[36]
$^{20}\text{Ne}$	C,NaF,Cu,U	280-480	$\pi^\pm$	SM	25-100	0-20	[34]
$^{40}\text{Ar}$	C,KCl	535	$\pi^\pm$				
$^{40}\text{Ar}$	Al	95	$\pi^0$ (SE)	BA			[16]
$^{20}\text{Ne}$	Ar	50-400	$\pi^+$	TP	16-75	20-120	[49]
$^{20}\text{Ne}$	Al	200	$\pi^0$	VP	0-150	0-180	[50]
$^{16}\text{O}$	Al,Ni,Au	94	$\pi^\pm$ (SE)	TP	30-70	70-120	[51, 52, 39]
$^{16}\text{O}$	Li,C,Al,Ni Ag,Au,Th	93	$\pi^\pm$	SM	7-41	0	[53]
$^{16}\text{O}$	Al,Au	38	$\pi^0$	VP	0-60	0-180	[50]
$^{16}\text{O}$	Al,Ni,Pb	95	$\pi^0$	VP	0-180	32-148	[54]
$^{16}\text{O}$	Al,Ni	25	$\pi^0$	VP	0-110	0-180	[55, 41]
$^{16}\text{O}$	$^{232}\text{Th}$	94	$\pi^\pm$ (SE)	TP	20-50	90	[56]
$^{14}\text{N}$	Al,Ni,W	35	$\pi^0$	VP	0-110	0-180	[41]
$^{14}\text{N}$	C	41-135	$\pi^-$	SM	20-190	20-90	[38]



TAB. 1.2: (suite)

Proj	Cible	E/A (MeV)	Pion	Det	$K_\pi$ (MeV)	$\theta_\pi$ (degrés)	Ref.
$^{14}\text{N}$	Al, Ni, W	35	$\pi^0$	VP	0-150	18-162	[42]
$^{12}\text{C}$	Li, C, Al Cd, Pb C	86	$\pi^-$ $\pi^+$	SM	65-190	0	[32]
$^{12}\text{C}$	C, Ni, U	60-84	$\pi^0$	VP	0-200	0-180	[57]
$^{12}\text{C}$	Li, C, Pb	60-85	$\pi^\pm$	TP	30-70	70-120	[40]
$^{12}\text{C}$	C, $^{116}, ^{124}\text{Sn}$	85	$\pi^+(\text{SE})$	TP	16-60	70	[58]
$^{12}\text{C}$	C		$\pi^-$				
$^{12}\text{C}$	C, Au	85	$\pi^+$	TP	20-80	55-180	[59]
$^3\text{He}$	C, Al, Y, Pb	94	$\pi^\pm$	SM	20-70	20-151	[33]
$^3\text{He}$	C, Pb	60, 67	$\pi^0$	VP	?	$\pm 90$	[60]
$^4\text{He}$	$^{12}\text{C}$	177					
$^{16}\text{O}$	$^{24}\text{Mg}$	24, 33	$\pi^0(\text{E})$	VP	0-60		[61]
$^4\text{He}$	$^{24}\text{Mg}$	43					[61]
$^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	23	$(\text{E})^{14}$	SM	-	-	[62]
$^3\text{He}$	$^6\text{Li}$	78-94	$\pi^+(\text{E})$	SM	?	40, 55	[63]
$^3\text{He}$	$^{10}\text{B}$	87, 94			?	20	
$^3\text{He}$	C	60	$(\text{E})^{15}$	SM	-	-	[64]
p	$^{58}\text{Ni}, ^{64}\text{Ni}$	201	$\pi^\pm$	SM	20-60	22-155	[35, 30]
p	C, Y, Pb	180, 201	$\pi^\pm$	SM	18-80	30-151	[31]
p	C, Al, Ni, Y $^{118}\text{Sn}$ $^{124}\text{Sn}$ Pb, U	201	$\pi^0$	VP	0-60	0-180	[65]
p	C, Cu	240-500	$\pi^\pm$	TP	30-115	60, 90, 120	[66]
p	N, Ar, Kr, Xe	169-500	$\pi^+$	TP	16-75	20-120	[49]

TAB. 1.3: Expériences réalisées pour étudier la production des pions dans les collisions nucléon-noyau (au-dessus du seuil mais en dessous du GeV)

Proj	Cible	E/A (MeV)	Pion	Det	$K_\pi$ (MeV)	$\theta_\pi$ (degrés)	Ref.
n	C, Cu, Bi	300-560	$\pi^+$	TP	30-160	54-165	[67]
p	Cu	300-400	$\pi^+$	TP	23-122	90	[68]
p	C, Cu		$\pi^+$				
p	Cu		$\pi^0$				
p	C, U	330-500	$\pi^\pm$	SM	$\geq 32$	$0 \pm 180$	[37]

<sup>14</sup>Plutôt que de détecter directement les pions, ce sont les produits de fusion de masse 24 qui sont détectés dans les réactions  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg})\pi^0$  et  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{24}\text{Na})\pi^+$ .

<sup>15</sup>Dans cette expérience,  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \pi^+)^{15}\text{N}$ , c'est le noyau d'azote qui est détecté, et non pas le pion



p	C	400,450	$\pi^+$	SM	$\geq 30$	46-88	[69]
p	p,d,Be,C	730	$\pi^\pm$	SM	25-550	15-150	[70]
	Al,Ti,Cu,Ag						
	Ta,Pb,Th						
p	p,d,Be,C	585	$\pi^\pm$	SM	24-254	22.5-135	[71]

Des données existent pour des couples projectile-cible et des énergies très variés. Les données couvrent toute la gamme d'angles d'émission des pions, et des énergies cinétiques de pions de 0 à 190 MeV (pour les réactions sous le seuil). On notera que des pions ont été mesurés dans la réaction  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$  à 25 A MeV [55], énergie la plus basse qui représente 9% seulement de l'énergie seuil ! Dans la suite de ce chapitre, nous résumons les informations extraites de toutes ces expériences sur la production sous le seuil des pions.

### 1.4.1 Mesures inclusives

#### Section efficace totale

La première des observables à considérer lors de l'étude de la production de "nouvelles" particules est le nombre de particules produites, c'est-à-dire la section efficace totale de production, et son évolution avec les paramètres de la voie d'entrée (énergie de bombardement, couple cible-projectile).

Pour les pions, la section efficace totale de production augmente avec l'énergie du projectile, ainsi qu'avec la taille du système nucléaire considéré. Pour parvenir à cerner le mécanisme élémentaire de production, on va chercher une paramétrisation de la section efficace totale en fonction des paramètres de la voie d'entrée.

Si nous représentons, pour différentes énergies de bombardement, la section efficace totale de production des pions en fonction de la taille du système (figure 1.9), nous constatons que la dépendance en masse de la section efficace peut être décrite par une loi de puissance en  $A^\alpha$ , où  $\alpha$  varie de 0,5 à 1.

Nous pouvons alors tenter de normaliser les résultats par un facteur variant avec la masse, comme par exemple le nombre de nucléons participants.

La probabilité de production d'une particule  $x$  par nucléon participant,  $P_x$ , peut être déduite de la section efficace mesurée  $\sigma_x$  par :

$$P_x = \frac{\sigma_x}{\sigma_R \langle A_p \rangle} \quad (1.16)$$

où  $\sigma_R$  est la section efficace totale de réaction et  $\langle A_p \rangle_b$  le nombre de nucléons participants (moyenné sur le paramètre d'impact  $b$ ). Si l'on considère que  $\langle A_p \rangle_b$  est le nombre de nucléons dans la zone de recouvrement géométrique (en supposant qu'il y a autant de participants provenant de la cible que du projectile) des deux noyaux, alors :

$$\langle A_p \rangle_b = \frac{A_{proj} A_{cible}^{2/3} + A_{cible} A_{proj}^{2/3}}{(A_{cible}^{1/3} + A_{proj}^{1/3})^2} \quad (1.17)$$



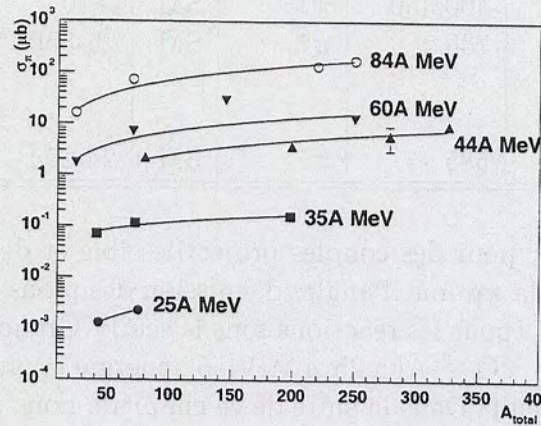


Fig. 1.9: La section efficace totale de production des pions,  $\sigma_\pi$ , croît à la fois avec la taille du système, représentée ici par la masse totale des deux noyaux collisionnant,  $A_{total}$ , et l'énergie de bombardement. Les lignes continues sont des ajustements des données par des fonctions  $A^\alpha$ .  $\alpha$  est compris entre 0,5 et 1. Une valeur  $\alpha = 1$  indique que tous les nucléons du système participent à la création des pions, alors que des valeurs inférieures à 1 montrent qu'une partie seulement des nucléons du système participent.

où  $A_{cible}$  et  $A_{proj}$  sont les nombres de masse de la cible et du projectile, respectivement. La section efficace de réaction est calculée par la formule géométrique :

$$\sigma_R = \pi r^2 \left( 1 - \frac{\epsilon_c}{E_{faisceau}/A_{proj}} \right) \quad (1.18)$$

où  $r$  est le rayon du système nucléaire reliée à la masse[4] :

$$r = 1,16 \left( A_{cible}^{1/3} + A_{proj}^{1/3} + 2 \right) \quad (1.19)$$

et  $\epsilon_c$  l'énergie coulombienne par nucléon, définie comme :

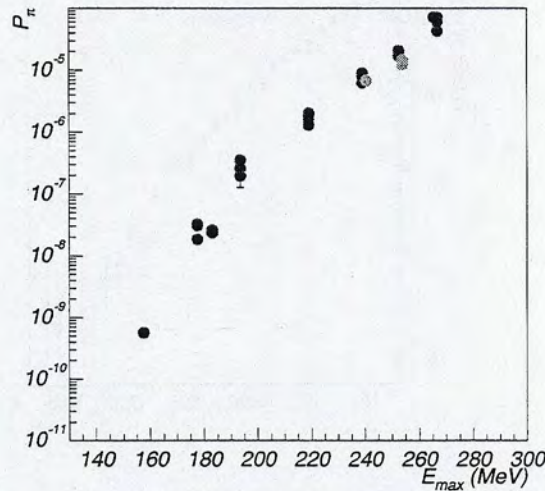
$$\epsilon_c = \frac{Z_{proj} Z_{cible}}{\mu r} \quad (1.20)$$

( $\mu$  est la masse réduite).

Si nous représentons la probabilité de production  $P_\pi$  en fonction de l'énergie  $E_{max} = \sqrt{s} - 2m_N$  (figure 1.10) nous observons qu'effectivement, en première approximation, la probabilité de production d'un pion ne dépend plus que de l'énergie de bombardement. Cette évolution soutient l'hypothèse que les pions sont produits dans des collisions nucléon-nucléon de première chance.

Faisons ici quelques remarques sur la dépendance de la section efficace totale de production de pions avec la taille du système en collision. La dépendance "phénoménologique"  $A^{2/3}$ , suppose que les pions observés proviennent de la *surface* des noyaux (les pions produits plus profondément sont supposés être absorbés après leur création). Cette loi a en fait été obtenue pour des systèmes légers et au-dessus de 60 A MeV, et elle s'applique moins bien à des systèmes plus lourds.





**Fig. 1.10:** Probabilité par nucléon participant de production des pions dans le milieu nucléaire, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon.

Le calcul de la probabilité de production d'un pion par nucléon participant présenté ci-dessus conduit à une dépendance de la section efficace totale en  $A_{proj} A_{cible}^{2/3} + A_{cible} A_{proj}^{2/3}$ <sup>16</sup> (cf. équation 1.16 en remplaçant  $\sigma_R$  et  $\langle A_p \rangle_b$  par leurs valeurs 1.18 et 1.17), c'est-à-dire que l'on a supposé que seule la zone de recouvrement géométrique des deux noyaux participe à la production de pions, abstraction faite de toute prise en compte de l'absorption.

Or, l'importance de l'absorption a été démontrée, aussi bien théoriquement[15] qu'expérimentalement[41, 47, 72]. Dans le cadre du modèle BUU de Cassing présenté ci-dessus, la section efficace totale de production des pions varie selon une loi  $(A_{cible} A_{proj})^\alpha$  où  $\alpha=0,73$  en tenant compte de l'absorption (ou 0,87 sinon). Expérimentalement, différentes valeurs de  $\alpha$  ont été extraites des données : 0,65[57], 0,51[54], 0,68[42], 0,8[59], ou encore 0,83[65], valeurs relativement cohérentes entre elles si l'on considère qu'elles concernent dans chaque cas quelques couples cible-projectile seulement, et une gamme d'énergie restreinte.

### Spectres en énergie

Tous les spectres en énergie mesurés présentent un maximum assez large à basse énergie<sup>17</sup> et une décroissance plus ou moins exponentielle à plus haute énergie (figure 1.11).

Dans le cadre d'un modèle purement thermique, l'espace de phase disponible pour l'émission d'un pion par un volume parfaitement thermalisé à la température  $T_0$  suit une statistique de Bose-Einstein :

$$\frac{d^3 N}{dp^3} \propto \frac{1}{\exp(E_\pi/T_0) - 1} \quad (1.21)$$

<sup>16</sup>  $A^{5/3}$  pour des systèmes symétriques

<sup>17</sup> Ce maximum n'est pas toujours observable sur les spectres de pions *chargés*, compte tenu des seuils de détection pour ces particules



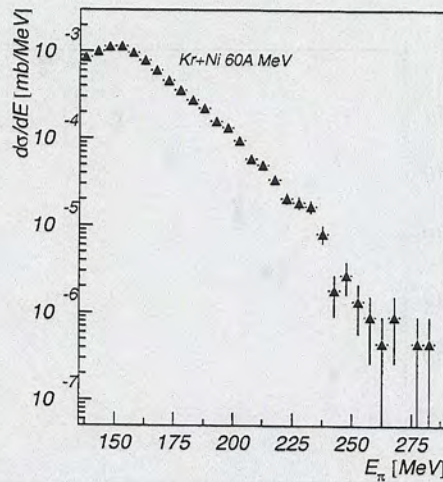


Fig. 1.11: Spectre d'énergie des pions neutres mesurés dans la réaction  $^{86}\text{Kr} + \text{natNi}$  à  $60A \text{ MeV}$  [48].

ce qui donne l'expression suivante pour la section efficace invariante :

$$\sigma_{inv} = E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto \frac{E_{\pi}}{\exp(E_{\pi}/T_0) - 1} \quad (1.22)$$

Expérimentalement, la meilleure façon d'extraire le paramètre  $T_0$  des mesures est d'utiliser la distribution en moment transverse. En effet, pour extraire une température, image d'un mouvement aléatoire, il faut se placer dans un référentiel libre de tout entrainement collectif, ou considérer une observable insensible à celui-ci. C'est le cas de l'énergie transverse (et observables associées telles que moment transverse et masse transverse) qui, nulle dans la voie d'entrée<sup>18</sup>, représente ce qui est créé lors de la collision.

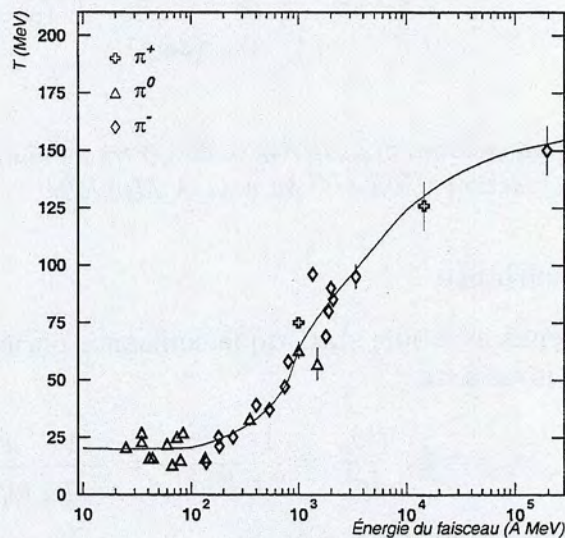
Une étude systématique du paramètre  $T_0$  a été effectuée [4] (figure 1.12). Cette étude montre qu'en-dessous de  $150A \text{ MeV}$ , ce paramètre varie peu avec l'énergie faisceau et vaut  $20\text{-}25 \text{ MeV}$ . Comment expliquer la saturation de  $T_0$  à basse énergie incidente ? Reconsidérons l'image de collisions nucléon-nucléon où le moment de Fermi procure l'énergie nécessaire à la production des pions (cf. § 1.2.1). La distribution en énergie des pions est alors régie par le moment relatif des nucléons en collision à ces énergies très en-dessous du seuil dominées par l'espace des phases. La forme de la queue de la distribution en moment des nucléons dans le noyau à  $T = 0$  et  $\rho = \rho_0$  est déterminée par la partie coeur-dur de la force nucléon-nucléon et l'on suppose qu'elle est exponentielle pure. Quand l'énergie incidente est basse, seuls les nucléons de plus grand moment, dont la distribution est la même exponentielle, participent à la production des pions : les pentes  $T_0$  des spectres ne doivent donc plus dépendre de l'énergie incidente dans ce cas là.

Dans cette zone où  $T_0$  est constante, la section efficace totale, quant à elle, augmente rapidement avec l'énergie de bombardement. Donc, dans cette gamme d'énergie incidente, l'énergie disponible est préférentiellement transformée en masse, c'est-à-dire que de nouvelles particules sont créées, plutôt qu'en énergie cinétique (de particules déjà créées).

<sup>18</sup>seule existe l'énergie cinétique du projectile, qui est longitudinale



Entre 200 A MeV et 1-2 A GeV, une part de plus en plus grande de l'énergie disponible est transformée en énergie cinétique des particules produites, et le paramètre  $T_0$  augmente fortement. L'augmentation se fait moins forte lorsque une partie de l'énergie sert à exciter les nucléons en résonances  $\Delta, N^*$ , et semble saturer enfin au-delà de 100-200 GeV à la valeur de 150 MeV.



**Fig. 1.12:** Evolution du paramètre  $T_0$  (équation 1.22) en fonction de l'énergie faisceau (adapté de [4]).

### Distributions angulaires

La forme des distributions angulaires des pions résulte de la convolution de plusieurs effets :

- la cinématique de la réaction ;
- la distribution angulaire des processus élémentaires de création des pions[73] ;
- l'absorption et la rediffusion des pions dans le milieu nucléaire[41].

En conséquence, l'interprétation n'en est pas triviale. Qualitativement, on peut cependant dire que les distributions angulaires mesurées sont toutes fortement piquées à l'avant dans le référentiel du laboratoire, ce qui pourrait n'être qu'un effet dû à l'entraînement du faisceau. Pour s'en affranchir, on peut transformer<sup>19</sup> ces distributions dans le repère du centre de masse nucléon-nucléon. Dans ce repère, les distributions présentent une symétrie avant/arrière avec un minimum à 90 degrés (figure 1.13). Cette anisotropie augmente avec l'énergie cinétique des pions[59, 40, 57, 54] et diminue avec la masse de la cible[54].

Les mêmes observations sont effectuées au-dessus du seuil de production (800 A MeV)[74].

<sup>19</sup>motivé, encore une fois, par l'hypothèse de la production des pions dans des collisions nucléon-nucléon indépendantes



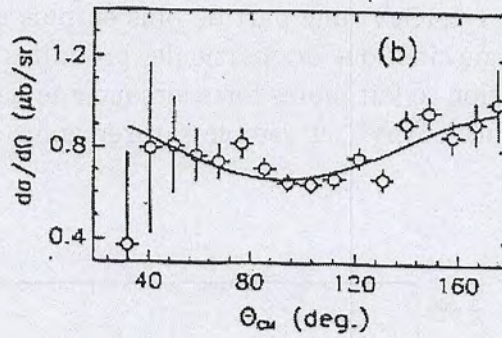


Fig. 1.13: Distribution angulaire, dans le repère du centre de masse nucléon-nucléon, des pions issus de la réaction  $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$  à 44 A MeV[47].

### Section efficace invariante

Des résultats obtenus avec une statistique suffisante permettent d'étudier l'évolution de la section efficace invariante :

$$\sigma_{inv}^{\pi} = E_{\pi} \frac{d^3\sigma_{\pi}}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\sigma_{\pi}}{d\Omega dT_{\pi}} = \frac{1}{2\pi p_{\perp}} \frac{d^2\sigma_{\pi}}{dy dp_{\perp}} \quad (1.23)$$

dans le plan rapidité  $y = 0.5 \ln(E + p_{\parallel}) / (E - p_{\parallel})$ -moment transverse  $p_{\perp}$ , afin de mettre en évidence la (ou les) source de production des pions.

La variable  $y$  permet d'accéder à la vitesse de la source émettant les pions, alors que  $p_{\perp}$  (indépendant d'effets cinématiques) est sensible aux caractéristiques internes du système émetteur. Dans le cas où il n'y a qu'une source de pions, les contours d'iso-section efficace invariante doivent être symétriques par rapport à la rapidité de la source.

Pour des couples cible-projectile symétriques et légers, cette rapidité de source,  $y_s$ , a été mesurée égale à la moitié de la rapidité du faisceau, c'est-à-dire la rapidité du centre de masse nucléon-nucléon,  $y_{NN} = y_{\text{faisceau}}/2$ .

En revanche, pour des systèmes asymétriques,  $y_s$  est inférieure (respectivement supérieure) à  $y_{NN}$  pour des couples où le projectile est plus léger (respectivement plus lourd) que la cible. Ceci peut éventuellement être interprété en terme de pouvoir d'arrêt nucléaire[16]. Néanmoins, rappelons encore une fois ici que l'absorption et la rediffusion influent très fortement sur la vitesse de source apparente, et que toute tentative d'expliquer les distributions en rapidité doit tenir compte de ces effets[41, 16], restant par là même dépendante d'un modèle.

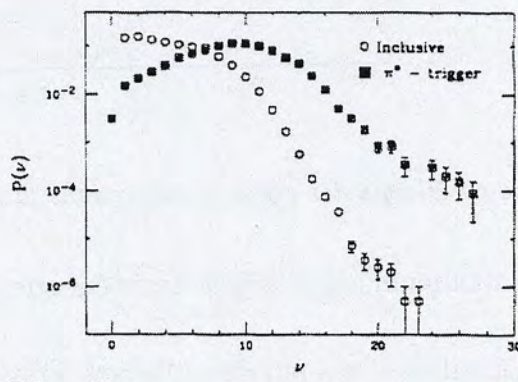
### 1.4.2 Mesures exclusives

Certaines informations, comme la dépendance en paramètre d'impact de la production des pions, ne peuvent être obtenues qu'à l'aide d'expériences (semi-)exclusives.

Plusieurs expériences de ce type ont été menées[46, 51, 56, 58, 16] (cf. tableau 1.2) pour détecter en coïncidence les pions et les particules chargées[46, 51, 58, 16] (ou les fragments de fission[56]). Les distributions en multiplicité de particules chargées sont alors comparées pour les événements avec ou sans pions. Un exemple de résultat est donné dans



la figure 1.14 où l'on voit que les pions sont associés à des événements de grande multiplicité, c'est-à-dire des collisions violentes. Toutes ces expériences montrent que les pions sont préférentiellement produits dans des *collisions centrales*. Dans la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 95 A MeV par exemple, il a été estimé que 90% des pions proviennent de collisions où le paramètre d'impact est inférieur à 4 fm[16].



**Fig. 1.14:** Multiplicité de particules chargées dans la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 95 A MeV, pour tous les événements (cercles vides) et pour les événements où un pion est détecté (carrés pleins). On constate que les pions sont émis préférentiellement dans des événements à forte multiplicité, c'est-à-dire dans des collisions centrales.

Des expériences totalement exclusives ont également été menées, mais avec comme objectif d'étudier le processus très particulier de *fusion pionique* (cf. tableau 1.2). Ce processus, dont la section efficace représente un millième seulement de la section efficace totale de production des pions, reste confiné à des systèmes légers ( $A < 40$ )[75].

### 1.4.3 Mesures proton-noyau

Les mesures effectuées dans les collisions proton-noyau présentent certaines spécificités. En premier lieu, nous remarquons qu'elles sont beaucoup moins nombreuses que les expériences noyau-noyau (cf. tableau 1.2), et qu'il n'existe *qu'une seule* expérience ayant mesuré des pions *neutres* sous le seuil dans de telles réactions.

Comme dans le cas noyau-noyau, il a été trouvé que la section efficace totale de réaction augmente avec l'énergie de bombardement et avec la taille de la cible. La forme des spectres en énergie est comparable également aux spectres mesurés dans les collisions noyau-noyau.

Notons cependant que certains des spectres en énergie mesurés présentent des structures discrètes attribuées à des canaux de réaction particuliers. Nous présentons un exemple d'un tel spectre, obtenu par le groupe de Bimbot[31] pour la réaction  $p + ^{12}\text{C}$  à 201 MeV, dans la figure 1.15, où les structures sont attribuées à la réaction  $^{12}\text{C}(p, \pi^+)^{13}\text{C}$ .

En revanche, pour les autres cibles mesurées par ce même groupe (Y, Pb), pour lesquelles la densité de niveaux d'énergie est plus élevée, les spectres ne présentent aucune structure. Bellini et collaborateurs[65] ont quant à eux mesuré des pions neutres dans les réactions proton-noyau à 201 MeV. Ils observent :

- des spectres en énergie sans structure, avec la même forme que dans les réactions



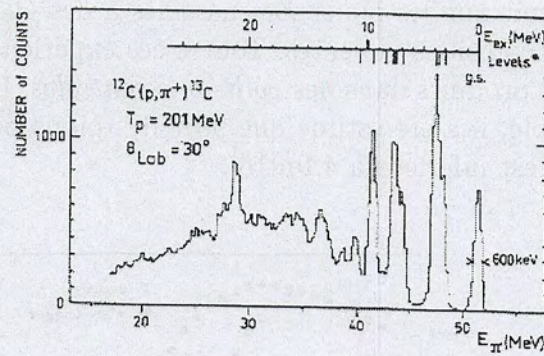


Fig. 1.15: Spectre en énergie des pions mesurés dans la réaction  $^{12}\text{C}(p,\pi^+)^{13}\text{C}$  [31].

noyau-noyau (i.e. maximum assez large à basse énergie et décroissance exponentielle à haute énergie);

- des distributions angulaires très piquées à l'avant dans le référentiel du laboratoire;
- l'évolution de la section efficace totale avec la masse de la cible est exprimée par la relation :

$$\sigma_{\text{totale}}^{\pi^0}(\mu\text{b}) = 10,3 \times A^{0,83}$$

L'évolution de la section efficace totale de production des pions chargés en fonction de l'énergie du proton incident a été déterminée récemment sur une large gamme d'énergie[49]. Cette mesure ne donne hélas pas de spectre en énergie.

Enfin, il a été observé[30] que les distributions angulaires des pions dépendent de l'énergie des pions : elles sont d'autant plus piquées à l'avant que les pions sont énergétiques.



## 1.5 Objectifs de l'expérience proton-noyaux à 190 MeV

Nous avons vu au cours de ce chapitre que les pions produits sous le seuil sont sensibles à des phases particulières des réactions d'ions lourds, dans lesquelles l'énergie disponible est supérieure à la masse du pion. Les pions peuvent ainsi servir de sonde de la matière nucléaire formée lors de ces phases, pour déterminer des quantités comme la température et la densité atteintes.

Cependant, il nous faut d'abord comprendre clairement quels sont les mécanismes de production des pions sous le seuil et comment les pions se propagent dans la matière nucléaire après leur création, avant de pouvoir atteindre des quantités comme la température ou la densité.

Les modèles microscopiques de transport et les modèles statistiques proposés jusqu'ici pour expliquer la production des pions sous le seuil permettent de rendre compte des sections efficaces totales observées, pour des énergies incidentes supérieures à 50 A MeV environ. Seule l'étude d'observables plus contraignantes, comme les distributions angulaires et les spectres en énergie, doit permettre de discriminer entre ces différents modèles. Or, tous les modèles échouent dans la prédiction des sections efficaces différentielles à grande énergie de pion. Cet échec peut être dû à notre méconnaissance des sections efficaces élémentaires dans le milieu nucléaire, ou encore à un traitement trop simpliste de la propagation des pions dans le milieu. Concernant ce dernier point, certains calculs ont pourtant démontré l'importance de la dynamique des pions dans le milieu nucléaire pour expliquer la production d'autres particules comme les photons durs[48] ou les kaons[76] par exemple.

De nombreux efforts théoriques ont été faits pour venir à bout de ces problèmes. Il nous semble que le premier test pour confronter ces efforts à la réalité est de comparer avec des données nucléon-noyau. Les réactions proton-noyau offrent une "étape" entre les collisions nucléon-nucléon libres et les collisions (très) complexes d'ions lourds. En effet, dans une collision proton-noyau (aux énergies inférieures à 200 MeV), le noyau cible est peu ou pas chauffé, peu ou pas comprimé, au contraire des collisions noyau-noyau. On s'affranchit ainsi des effets de température et de densité. Il ne reste plus qu'à traiter la dynamique des pions. Les modèles doivent donc être capables de reproduire la production des pions dans ces réactions (relativement) simples.

Dans l'hypothèse où les modèles reproduisent correctement les collisions proton-noyau (alors qu'ils ne reproduisent pas les collisions noyau-noyau) nous aurons alors appris que les effets liés à des températures et à des densités différentes de celles du point de saturation sont mal traités. En revanche, si même dans le cas simple des collisions proton-noyau, les modèles échouent à reproduire les données expérimentales, il faudra alors déterminer si d'autres mécanismes (non inclus dans les modèles) régissent la production des pions. Ou bien trouver en quoi les traitements des mécanismes actuellement inclus sont erronés.

C'est dans ce cadre que s'inscrit le travail présenté ici. Nous avons mesuré, dans les collisions proton-noyau à 190 MeV, la production des pions neutres (sous le seuil) et des photons (au-dessous et au-dessus du seuil). Puisque les photons ne subissent pas, au contraire des pions, d'absorption, la mesure concomitante des photons directs produits dans les collisions p+A nous servira de référence. L'énergie incidente choisie résulte d'un



compromis. D'une part nous voulions nous placer à une énergie incidente faible pour que la production d'un pion représente une fraction importante (supérieure à 70%) de l'énergie disponible dans la collision, afin de mettre en évidence d'éventuels mécanismes de production cohérents. D'autre part l'énergie incidente devait être assez élevée pour nous permettre d'obtenir une statistique suffisante, dans un temps raisonnable (5 jours), afin de réaliser une étude détaillée des sections efficaces doublement différentielles. Nos résultats expérimentaux seront comparés à un modèle microscopique de transport, DCM (Dubna Cascade Model), qui a déjà été employé avec un certain succès dans l'étude de la production des particules sous le seuil dans les collisions noyau-noyau[48, 3].



## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

### Sommaire

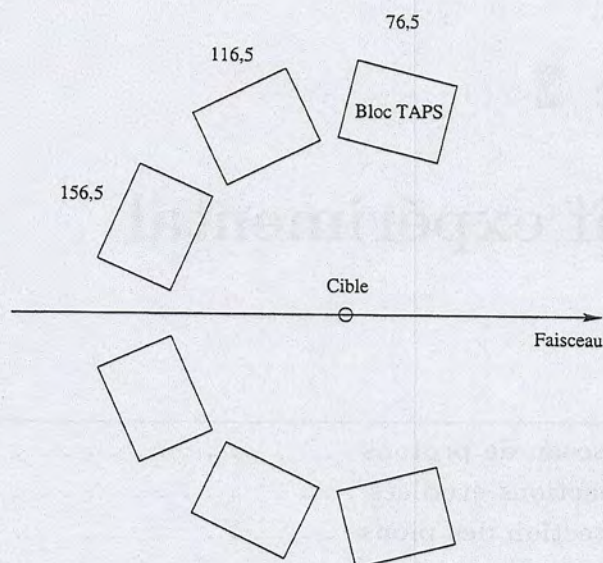
---

<b>2.1</b>	<b>Le faisceau de protons . . . . .</b>	<b>32</b>
<b>2.2</b>	<b>Les réactions étudiées . . . . .</b>	<b>33</b>
<b>2.3</b>	<b>La détection des pions . . . . .</b>	<b>35</b>
2.3.1	Analyse en masse invariante . . . . .	35
2.3.2	Interaction photon-matière . . . . .	35
2.3.3	Le spectromètre de photons TAPS . . . . .	35
<b>2.4</b>	<b>Electronique et acquisition des données . . . . .</b>	<b>39</b>
2.4.1	Chaîne électronique . . . . .	39
2.4.2	Acquisition des données et contrôle . . . . .	41
2.4.3	Critères de déclenchement . . . . .	41

---



Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la production de pions neutres et de photons dans les réactions proton-noyau à 190 MeV (cf. figure 2.1).



**Fig. 2.1:** Schéma du dispositif expérimental pour l'expérience  $A(p, \pi^0)X$  réalisée au KVI (vue de dessus). Les chiffres indiquent les angles polaires des blocs. Le dispositif est symétrique par rapport au faisceau.

## 2.1 Le faisceau de protons

Pour notre expérience, nous avons utilisé un faisceau de protons polarisés à 190 MeV<sup>1</sup>. L'énergie choisie pour le faisceau résulte d'un compromis. D'une part, nous voulons nous placer loin en-dessous du seuil de production des pions pour que l'énergie nécessaire pour créer un pion soit grande par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon. Ceci afin de pouvoir éventuellement mettre en évidence des processus collectifs de production. D'autre part, nous voulons obtenir, dans un temps raisonnable (120 heures), un nombre de pions détectés suffisamment grand (pour chaque cible étudiée) pour obtenir des sections efficaces doublement différentielles sur lesquelles il est possible d'effectuer des coupures très sélectives. Compte-tenu de la décroissance rapide de la section efficace totale de production des pions sous le seuil lorsque l'énergie incidente décroît, cette dernière contrainte nous a conduit à choisir une énergie incidente de 190 MeV.

Le faisceau est fourni par le cyclotron *supra-conducteur* franco-néerlandais AGOR, qui a été conçu et construit à l'IPN<sup>2</sup>, où il a émis son premier faisceau de noyaux d'hélium le 12 avril 1994. Il a ensuite été démonté et transporté au KVI<sup>3</sup> de Groningen où il a fourni son premier faisceau en juin 1995. Il peut délivrer une gamme de faisceaux d'ions,

<sup>1</sup>La polarisation du faisceau n'était pas une nécessité pour notre expérience, mais ce faisceau particulier est polarisé "par construction"

<sup>2</sup>Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

<sup>3</sup>Kernfysich Versneller Instituut



de l'hydrogène (de 130 à 200 MeV), à des ions très lourds jusqu'à l'uranium. À titre d'indication, le tableau 2.1 donne la liste des faisceaux accélérés par AGOR au 21 avril 1998.

**Tab. 2.1:** Liste des faisceaux disponibles auprès d'AGOR (21 avril 1998)

	Q/A	T/A (MeV)	RF (MHz)
$^1H^{1+-}$	0.9928	131	52.000
		151	55.000
		151	55.000
		171	57.850
		181	59.000
		<b>190</b>	<b>60.000</b>
polarisé			
$^3He^{2+-}$	0.6634	59	37.000
		55	36.000
$^{16}O^{8+-}$	0.5003	43	31.929
$^4He^{2+-}$	0.4998	36	30.000
		43	31.889
		50	34.091
$^2H^{1+-}$ polarisé	0.4965	50	33.874
$^{13}C^{6+}$	0.4615	60	37.350
$^{36}Ar^{14+-}$	0.3893	60	37.140
$^{16}O^{6+-}$	0.3752	56	35.795
$^{36}Ar^{12+-}$	0.3337	50	33.961
$^{15}N^{5+-}$	0.3334	50	33.930
$^{36}Ar^{11+-}$	0.3059	25	37.205
		36	29.289
$^4He^{1+-}$	0.2499	20	32.712
$^{40}Ar^{8+-}$	0.2002	10	31.500

## 2.2 Les réactions étudiées

Le faisceau est transporté jusqu'à la chambre à réaction en fibres de carbone de 6 mm d'épaisseur. Cette faible quantité de matière entre la cible et le détecteur permet de minimiser les conversions de photons (en paires  $e^+e^-$ ).

Les différentes cibles sont placées sous vide au centre de la chambre à réaction sur un porte-cible. Ce dernier comporte 4 emplacements et un trou. Chaque emplacement a une surface  $S = 2 \times 2 \text{ cm}^2$ . Le trou est d'abord utilisé pour vérifier que le faisceau est bien centré. En effet, lorsque la section du faisceau est entièrement contenue dans la surface  $S$  les taux de comptage des détecteurs doivent alors être très faibles (idéalement nuls). Ces taux de comptages résiduels mesurent le bruit de fond de l'expérience. De telles mesures sans cible ont été effectuées, au début, au milieu et à la fin de l'expérience. Dans le cas



de l'analyse des pions présentée plus loin dans cette thèse, nous avons trouvé 0 pion par déclenchement en l'absence de cible contre 0,2 pion par déclenchement avec une cible.

Un des objectifs de l'expérience étant d'étudier la dépendance en masse de la production des pions neutres, nous avons utilisé plusieurs cibles, C, Ca, Ni et W, couvrant une large gamme en masse atomique (12-184).

Pour choisir les épaisseurs de cibles nous avons fait le calcul suivant. Le nombre  $\mathcal{N}$  de collisions par seconde vaut :

$$\mathcal{N} = \alpha_{cible} \times E_{cible} \times I = P_{int} \times f \quad (2.1)$$

$$\alpha_{cible} = \sigma_R \times \frac{n_{cible}}{d_{cible}} \quad (2.2)$$

où :

- $\sigma_R$  est la section efficace totale de réaction, calculée comme  $\pi R_{cible}^2$  où  $R_{cible}$  est ici pris égal à  $1,2 \times A_{cible}^{1/3}$ ,
- $n_{cible}$  est le nombre de noyaux par  $\text{cm}^3$  de la cible,
- $E_{cible}$  est l'épaisseur de cible en  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ,
- $d_{cible}$  est la densité de la cible en  $\text{mg}/\text{cm}^3$ ,
- $I$  est l'intensité du faisceau en particules/s,
- $P_{int}$  est le nombre de réactions par pulse,
- $f$  est la fréquence du faisceau de protons (60 MHz).

Le choix d'un couple  $(E_{cible}, I)$  permet d'obtenir une valeur du nombre moyen d'interaction par pulse,  $P_{int}$ , qui doit être aussi grand que possible pour maximiser le nombre de réactions (et donc le nombre de pions produits), mais est limité par le nombre d'événements par seconde qu'un détecteur individuel peut accepter et surtout par la nécessité de minimiser les coïncidences fortuites (dont le nombre est proportionnel à  $P_{int}^2$ ).

En se basant sur ce raisonnement, le tableau 2.2 donne les différentes caractéristiques des réactions étudiées.

**Tab. 2.2:** Caractéristiques des réactions  $A(\bar{p}, \pi^0)X$  étudiées. L'énergie faisceau est 190 MeV.

Cible	E mg/cm <sup>2</sup>	I nA	d mg/cm <sup>3</sup>	n ×10 <sup>22</sup> cm <sup>-3</sup>	$\sigma_R$ ×10 <sup>-24</sup> cm <sup>2</sup>	$\alpha_R$ ×10 <sup>-6</sup>	$P_{int}$ pulse <sup>-1</sup>
<sup>12</sup> C	18	8	2250 (graphite)	11,29	0,2	10,0	0,15
nat. Ca	11,2	15	1550	2,33	0,50	7,5	0,13
nat. Ni	6,6	20	8900	9,13	0,65	6,7	0,09
nat. W	5	20	19300	6,32	1,40	4,6	0,05



## 2.3 La détection des pions

### 2.3.1 Analyse en masse invariante

Les pions neutres sont détectés par la mesure en coïncidence des deux photons issus de leur décroissance (rapport d'embranchement 99,8% [77]). Le problème de leur *détection* se ramène donc à celle des photons. Les pions neutres sont *identifiés* par une analyse en masse invariante des paires de photons détectés. Si les deux photons proviennent d'un pion, leur masse invariante :

$$M_{inv} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12})} \quad (2.3)$$

est égale à la masse au repos du pion, 134,97 MeV/c<sup>2</sup>[77].  $\theta_{12}$  est l'angle d'émission relatif des deux photons et  $E_1$ ,  $E_2$  leurs énergies.

### 2.3.2 Interaction photon-matière

Lorsqu'un photon d'énergie supérieure à quelques MeV pénètre dans la matière, une gerbe électromagnétique (cascade de création de paires  $e^+e^-$ , radiation de freinage, effet photoélectrique et Compton) se développe[77]. Le développement spatial de cette gerbe électromagnétique est caractérisé par deux quantités : la *longueur de radiation*  $X_0$  et le *rayon de Molière*  $R_M$ .

- $X_0$  est la longueur parcourue dans la matière au bout de laquelle l'énergie des électrons est égale à 1/e de leur énergie initiale.
- $R_M$  est le rayon du cône contenant 90% de la gerbe.

$X_0$  et  $R_M$  sont des caractéristiques du matériau, et peuvent être paramétrées comme[77] :

$$X_0 = \frac{716,4 g.cm^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c}$$

où  $E_s \simeq 21$  MeV et  $E_c$  est l'énergie *critique*, définie comme l'énergie à laquelle les pertes d'énergie par ionisation et par rayonnement sont égales. Elle est paramétrée comme :

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2}$$

### 2.3.3 Le spectromètre de photons TAPS

Le spectromètre de photons TAPS est un ensemble modulaire composé actuellement de 384 modules de détection. Chaque module est constitué d'un cristal de fluorure de baryum BaF<sub>2</sub> pour la détection des photons associé à un scintillateur plastique NE102A pour la détection des particules chargées (figure 2.2).

TAPS a été conçu, financé et réalisé par une collaboration européenne regroupant des physiciens de cinq pays : l'Allemagne (le GSI<sup>4</sup> de Darmstadt, les Universités de Giessen et

<sup>4</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung



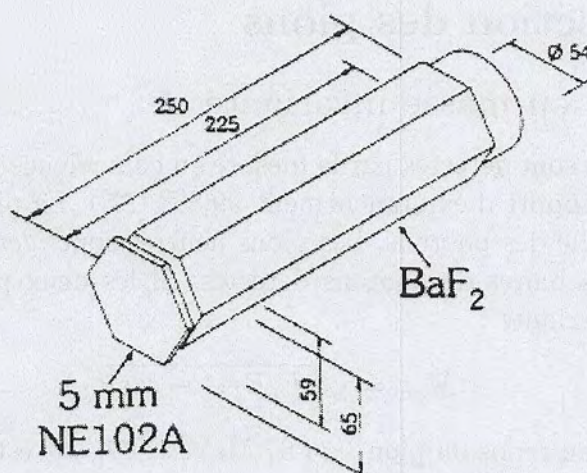


Fig. 2.2: Schéma d'un module de détection de TAPS

de Mayence), l'Espagne (l'IFIC<sup>5</sup> de Valence), la France (le GANIL<sup>6</sup> à Caen), les Pays-Bas (le KVI à Groningen) et la République Tchèque (le NPI à Rez).

Ses caractéristiques sont amplement décrites dans la littérature[78, 43, 79]. Nous en rappelons brièvement les principales propriétés.

### Le cristal de fluorure de baryum

Les cristaux de  $\text{BaF}_2$  sont en forme de prisme hexagonal.

- Leur longueur de 25 cm correspond à  $12X_0$  ( $X_0^{\text{BaF}_2}=2,05$  cm) et permet de minimiser la fraction de gerbe électromagnétique qui s'échappe de TAPS dans la direction longitudinale[78] (4% pour des photons de 100 MeV et 15% pour des photons de 1 GeV)<sup>7</sup>.
- Leur section est un hexagone régulier exinscrit dans un cercle de rayon 2,95 cm, choisi de façon à être inférieur au rayon de Molière du  $\text{BaF}_2$  qui vaut 3,4 cm. La gerbe électromagnétique s'étend alors sur plus d'un détecteur, ce qui permet d'améliorer la résolution angulaire (cf. § 3.3.1). Pour obtenir une bonne résolution en énergie il faut néanmoins intercepter toute la gerbe, ce qui est obtenu en maximisant le nombre de voisins de chaque détecteur. La forme hexagonale a été choisie pour parvenir à cette fin.

Le fluorure de baryum possède en outre les propriétés suivantes :

- Sa lumière de scintillation possède deux composantes dans l'ultraviolet<sup>8</sup>, l'une rapide (temps de décroissance  $\tau=0,7$  ns et longueur d'onde  $\lambda=220$  nm) et l'autre lente

<sup>5</sup>Instituto de Física Corpuscular de Valencia

<sup>6</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

<sup>7</sup>Pour faciliter l'adaptation à la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur, les derniers 2,5 cm du cristal sont de forme cylindrique (rayon 2,7 cm)

<sup>8</sup>L'utilisation du cristal de  $\text{BaF}_2$  nécessite donc le recours à un photomultiplicateur (HAMAMATSU R-2059-01) équipé d'une fenêtre en quartz.



- ( $\tau=620$  ns et  $\lambda=310$  nm). Une analyse en *forme de l'impulsion* permet d'effectuer une première discrimination des particules. En effet, le rapport d'intensité de ces deux composantes varie selon la nature de la particule incidente : il est plus élevé pour les particules électromagnétiques ( $\gamma, e^\pm$ ) que pour les baryons ( $\pi, n, p, d, t, \dots$ ).
- Le temps de montée très court de la composante rapide du cristal de  $\text{BaF}_2$  autorise une mesure du *temps de vol* avec une bonne résolution (18% avec une base de vol de 66 cm pour notre expérience).
  - Sa densité élevée,  $4,89 \text{ g/cm}^3$ , lui confère une grande *efficacité* de détection pour les photons tout en conservant une taille de détecteur raisonnable.

### Les détecteurs VETO de particules chargées

La détection des photons provenant de la désintégration des mésons neutres produits (très) en-dessous du seuil est un véritable défi expérimental du fait de la rareté des événements recherchés (typiquement, un photon toute les  $10^4$ - $10^5$  réactions). Ce défi ne peut être relevé qu'avec un détecteur capable de discriminer *en ligne* les photons des particules chargées qui sont quant à elles produites en abondance lors des collisions nucléaires.

Cette discrimination en ligne incombe au détecteur VETO[80] de particules chargées qui, associé au  $\text{BaF}_2$ , constitue un module de TAPS. Le VETO est un scintillateur plastique NE102A de forme hexagonale (rayon inscrit 6,5 cm) d'épaisseur 5 mm (soit  $0,012 X_0^{NE102}$ ), qui est, de par sa grande longueur de radiation, pratiquement transparent aux photons mais sensible aux particules chargées. Chaque détecteur VETO est couplé à un photomultiplicateur via un guide de lumière de longueur variable (18 à 53 cm selon la position du VETO dans le bloc, cf. figure 2.3).

### Configuration géométrique utilisée

Dans la configuration utilisée au KVI, les 384 modules de TAPS ont été regroupés en six blocs de 64 détecteurs répartis symétriquement autour de la cible, dans le plan horizontal (tableau 2.3 et figure 2.4).

**Tab. 2.3:** Position des blocs TAPS pour l'expérience  $A(p, \pi^0)X$ . Les angles sont définis sur la figure 2.5.

Bloc TAPS	Distance cible-bloc [cm]	$\theta$ [°]	$\phi$ [°]
1	66	-76,5	0
2	66	-116,5	0
3	66	-156,5	0
4	66	156,5	0
5	66	116,5	0
6	66	76,5	0

L'angle solide ainsi couvert vaut  $0,2 \times 4\pi$ .



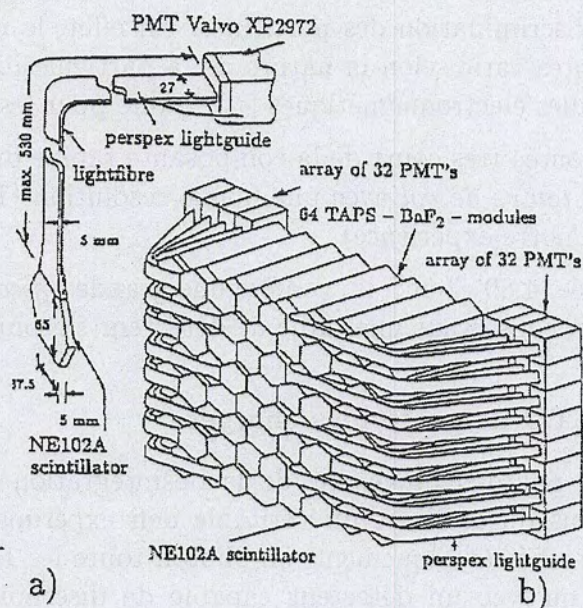


Fig. 2.3: Vue d'un bloc TAPS, mettant en évidence la géométrie des guides de lumière amenant la lumière de scintillation des plastiques NE102A vers leurs photomultiplicateurs respectifs.

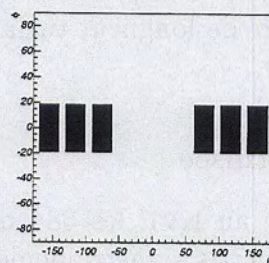


Fig. 2.4: Occupation angulaire des 6 blocs de TAPS. Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont définis sur la figure 2.5.

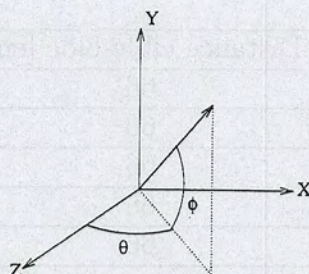


Fig. 2.5: Angles utilisés pour définir la position des blocs TAPS.



## 2.4 Electronique et acquisition des données

L'ensemble de détection TAPS génère un nombre élevé de signaux électriques par événement (environ 2000). Le système d'acquisition doit :

- Gérer la numérisation des informations fournies par les modules de détection (énergies et temps de vol).
- Gérer la construction des événements tels qu'ils seront écrits sur bande magnétique.
- Enrichir l'ensemble d'événements enregistrés en événements physiquement intéressants.

### 2.4.1 Chaîne électronique

La figure 2.6 donne une description résumée de la chaîne électronique utilisée pour traiter les signaux d'un module TAPS. Les symboles utilisés sont explicités dans le tableau 2.4.

Le signal sortant du photomultiplicateur associé à un cristal de  $\text{BaF}_2$  est divisé (**SPLIT actif**) de façon à être envoyé simultanément à quatre modules différents :

- a) le codeur de charge **QDC**, via un retard câblé **RC**, qui codera les énergies  $\text{BaF}_2$  (pendant 50 ns et  $2\mu\text{s}$ ) si l'événement est accepté,
- b) le discriminateur à fraction constante **CFD** (seuil énergie équivalent photon  $E_\gamma=0,4$  MeV) dont la sortie logique sert de signal **arrêt** au TDC, de signal de validation pour la génération des portes par le **RDV**. Cette sortie fournit aussi un registre **PU** qui identifie les détecteurs touchés,
- c) le discriminateur à seuil **LED Bas** (seuil  $E_\gamma=15$  MeV) dont la sortie sert à la construction du déclenchement
- d) le discriminateur à seuil **LED Haut** (seuil  $E_\gamma=30$  MeV) dont la sortie sert également à la construction du déclenchement.

Le signal issu du photomultiplicateur associé au VETO est double : signal de la dernière dynode et signal d'anode. Le signal de dynode est utilisé comme entrée d'un discriminateur à seuil **LED VETO**, alors que le signal d'anode est intégré (après un retard câblé) par un codeur de charge **QDC**.

Le déclenchement de l'acquisition est construit à partir des informations CFD et LED, combinées par un module de multiplicité **MPU** (qui permet d'associer les informations VETO et  $\text{BaF}_2$ ). Lorsqu'un déclenchement est validé :

- a) le type de déclenchement est conservé dans une unité de registre,
- b) en coïncidence avec la haute fréquence (HF), ce signal commande le signal **origine** des **TDC** et la porte de validation des **RDV** et **QDC** VETO,
- c) les différents signaux sont numérisés,
- d) l'acquisition effectue la lecture des modules et fait une remise à zéro complète de la chaîne.



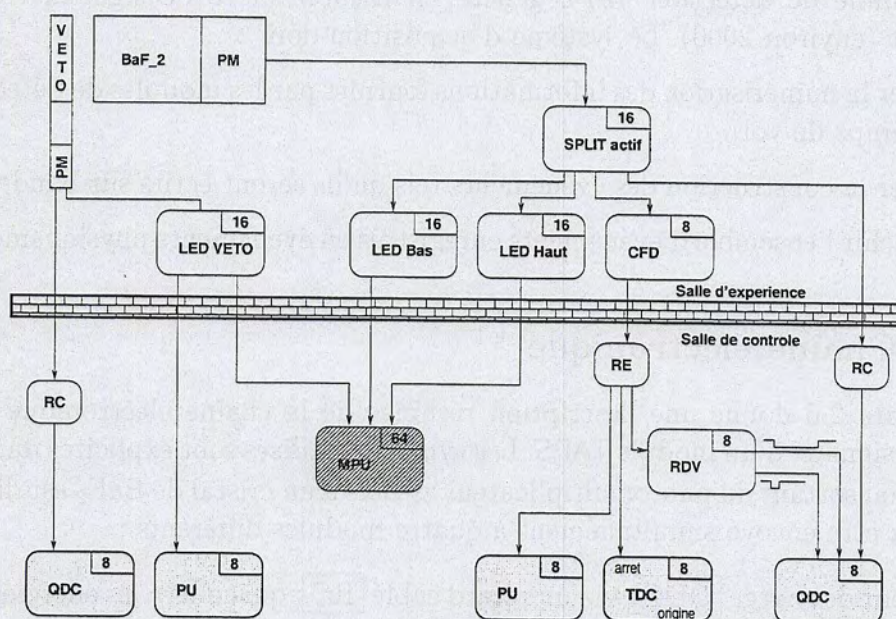


Fig. 2.6: Schéma de l'électronique de TAPS. Les parties grisées représentent les paramètres enregistrés sur bande magnétique.

Tab. 2.4: Modules de la chaîne électronique de TAPS.

Sigle	Type de module	Modèle ( $\times$ nombre de voies)
CFD	Discriminateur à fraction constante	GANELEC FCC8 ( $\times$ 8)
QDC	Convertisseur digital de charge	GANELEC 1612 F ( $\times$ 8)
LED	Discriminateur à seuil	GSi LE1600 ( $\times$ 16)
MPU	Unité de multiplicité	ISN 4831 ( $\times$ 64)
PU	Unité de registre	LeCroy 4448 ( $\times$ 48)
RC	Retard câblé (500 ns)	Gießen ( $\times$ 64)
RDV	Générateur de portes à durée variable	GANELEC 8/16 A ( $\times$ 8)
RE	Retard électronique	GSi DL1610 ( $\times$ 16)
SPLIT	Splitter actif	Gießen ( $\times$ 16)
TDC	Convertisseur digital de temps	GANELEC 812 F ( $\times$ 8)



### 2.4.2 Acquisition des données et contrôle

Le système informatique de TAPS doit réaliser l'acquisition des données fournies par la chaîne électronique (parties grisées de la figure 2.6 : énergie et registre VETO, registre de déclenchement, registre BaF<sub>2</sub>, énergies et temps BaF<sub>2</sub>) et les enregistrer sur bande magnétique.

Il doit en outre i) contrôler les paramètres de cette chaîne (hautes tensions, seuils, largeurs des portes), ii) permettre l'analyse en ligne des données afin de vérifier leur qualité et le bon fonctionnement des détecteurs.

Ce système d'acquisition est basé sur 4 processeurs ELTEC-E6/E7 sous système d'exploitation OS9 qui communiquent entre eux via un bus VME. Trois de ces E6 contrôlent via des bus VSB les chassis CAMAC pour :

- a) effectuer l'acquisition des données (informations QDC, TDC, MPU). Chaque chassis CAMAC de l'acquisition proprement dite contient l'électronique nécessaire au codage d'un demi-bloc TAPS (4 TDC et 4 QDC) et un module contrôleur CAMAC CVC-STR612 qui construit un sous-événement pour ce demi-bloc. Le processeur E7a rassemble les différents sous-événements pour construire l'événement complet. Cette parallélisation de la construction des événements permet d'augmenter la vitesse d'acquisition.
- b) contrôler la zone expérimentale. Le processeur E6d contrôle les chassis CAMAC situés dans la salle expérimentale qui contiennent les discriminateurs et les alimentations HV.
- c) contrôler la salle d'acquisition. Le processeur E6c contrôle certains modules placés dans la salle d'acquisition, comme les RDV et les échelles de comptage.

Le quatrième processeur E7 gère l'écriture, via un bus SCSI, des données sur bande magnétique de type DLT (capacité sans compression de l'ordre de 10 Giga octets), à une cadence de 200 Koctets par seconde, et met également les données à disposition sur ETHERNET.

Une station de travail DEC-VAX4000/60 sous VMS et deux stations DEC sous UNIX communiquent via ETHERNET (en utilisant le protocole TCP/IP) avec les différents E6 et permettent de i) programmer ces E6 ii) les contrôler et iii) effectuer une analyse en ligne grâce à un ensemble de programmes basés sur la bibliothèque ASL<sup>9</sup>, développée spécifiquement pour TAPS par le groupe de l'Université de Mayence.

### 2.4.3 Critères de déclenchement

L'acquisition est déclenchée uniquement lorsque certains événements se présentent. Ce point est crucial pour la réussite d'une expérience traquant des événements rares. Considérons en effet l'expérience  $A(p, \pi^0)X$ . Celle-ci produit  $X$  événements par seconde ( $X$  est de l'ordre du  $10^5$ ). Parmi ces  $X$  événements,  $Y = mX \simeq 0,1$  contiennent un pion neutre, où  $m$ , de l'ordre de  $10^{-6}$ , est la probabilité de produire un pion neutre dans cette réaction et de le détecter. Or le système d'acquisition ne peut traiter que  $N = 1500 - 2000$  événements par seconde. La probabilité que ces  $Y$  événements soient dans la "fenêtre

<sup>9</sup> Analysis Software Library, développée par V. Hejny pour la campagne TAPS à Mayence (1995/1996)



d'acquisition"  $N$  est donc  $p = \frac{YN}{X} \simeq 0,002$ . On voit donc qu'en l'absence de sélection, l'échantillon de données enregistré sur bande contiendra très peu de pions.

Pour augmenter  $p$ , on va "réduire" le nombre d'événements  $X$ , c'est-à-dire qu'on va *enrichir* l'échantillon en événements intéressants. Par exemple, si l'on veut détecter deux photons, on va imposer le *critère de déclenchement* suivant : que deux modules de TAPS soient touchés, et que leurs VETO ne soient pas touchés.

Il faut en fait deux types de déclenchements. Tout d'abord des déclenchements peu sélectifs qui permettent d'observer le bon fonctionnement du détecteur. S'ils sont peu sélectifs, il y en a beaucoup par seconde, et ils ne sont pas très intéressants pour l'analyse finale, nous leur appliquons donc un facteur de réduction élevé.

Ensuite, il nous faut des déclenchements très sélectifs qui signent, avec une forte probabilité, l'apparition des particules que l'on cherche à mesurer : photon ou pion. Ces déclenchements sont pratiquement les seuls qui seront analysés en détail, et nous ne leur appliquons pas de facteur de réduction (ou un facteur faible, entre 2 et 16). Voici la liste des déclenchements utilisés (en gras ceux qui font l'objet d'une analyse détaillée dans cette thèse) :

- Déclenchements "biais minimum"
  - CFDOR : un détecteur TAPS au moins est touché avec une énergie déposée supérieure à 0,4 MeV
  - LEDL OR : un détecteur TAPS au moins est touché avec une énergie déposée supérieure à 15 MeV
  - LEDH OR : un détecteur TAPS au moins est touché avec une énergie déposée supérieure à 30 MeV
  - VETO OR : un détecteur TAPS au moins a son VETO touché
- Déclenchements pour la détection des photons et des pions
  - NEUTRAL LO : il s'agit du déclenchement "de base" : on exige au moins un détecteur TAPS touché avec une énergie BaF<sub>2</sub> supérieure à 15 MeV et un registre VETO nul
  - **MIN BIAS PI** : on demande ici que 2 détecteurs au moins satisfassent le déclenchement NEUTRAL LO et que ces 2 détecteurs soient dans des blocs différents
  - **MAIN PION (LO)** : comme MIN BIAS PI mais on exige en plus qu'un bloc soit à gauche du faisceau et l'autre à droite
  - GAM-GAM : comme MIN BIAS PI mais en autorisant aussi 2 détecteurs dans le même bloc
  - QUASI-NEUTRAL : -
  - PION HI : comme MAIN PION (LO) mais le seuil est ici de 30 MeV
  - 1CHARGED/1NEUTRAL : -

Le tableau 2.5 donne les facteurs de réduction associés aux différents déclenchements utilisés dans l'expérience A(p, $\pi^0$ )X. Ces facteurs sont choisis pour garder le temps mort global de l'acquisition en-dessous de 50% (plus le temps mort est grand, plus on a de chance de "manquer" un événement intéressant pendant que l'acquisition est occupée).



**Tab. 2.5:** Liste des déclenchements utilisés dans l'expérience  $A(p,\pi^0)X$  à 190 MeV, et leurs facteurs de réduction associés.

Déclenchement	Facteur de réduction
CFD OR	32768
LEDL OR	2048
LEDH OR	1024
VETO OR	8192
NEUTRAL LO	64 (Ni) ou 128 (C,Ca,W)
MIN BIAS PI	1
MAIN PION (LO)	1
GAM-GAM	2
QUASI-NEUTRAL	256
PION HI	1
1CHARGED/1NEUTRAL	8



## Chapitre 3

# Traitement des données

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Étalonnage</b>	<b>46</b>
3.1.1	Étalonnage en énergie des $\text{BaF}_2$	46
3.1.2	Étalonnage en temps des $\text{BaF}_2$	49
3.1.3	"Étalonnage" en énergie des VETO	53
<b>3.2</b>	<b>Identification des modules touchés</b>	<b>53</b>
<b>3.3</b>	<b>Topologie des agrégats</b>	<b>53</b>
3.3.1	Paramètres d'agrégats	55
3.3.2	Agrégats électromagnétiques	57
3.3.3	Agrégats hadroniques	57
<b>3.4</b>	<b>Identification des particules</b>	<b>58</b>
3.4.1	Les photons	58
3.4.2	Les pions	64

---



La transformation des événements bruts sauvegardés sur bande magnétique en événements physiques constitue ce que nous appelons ici traitement des données. Cette transformation peut être divisée en quatre étapes :

1. *Les étalonnages en temps et en énergie des modules TAPS.*  
 Détecteur par détecteur, on associe à chaque canal du module codeur de charge (temps) une valeur en MeV (ns). Les variations de gain des modules au cours de l'expérience sont corrigées.
2. *L'identification de la particule touchant un module.*  
 En utilisant les informations fournies par les modules de TAPS (rapport des deux énergies BaF<sub>2</sub>, énergie déposée dans le VETO, temps de vol) chaque module touché se voit attribuer un type.
3. *La reconstruction des agrégats.*  
 Un algorithme d'assemblage identifie les groupes de détecteurs voisins touchés. Nous appellerons de tels groupes des *agrégats*.
4. *L'identification des particules.*  
 Les agrégats sont catalogués (en fonction des caractéristiques des modules qui les composent) comme étant des particules électromagnétiques (photon, électron) ou des hadrons (essentiellement proton et neutron). Les photons subissent alors un traitement particulier.

## 3.1 Étalonnage

Cette partie du traitement des données, consistant à associer des grandeurs physiques (en MeV, en ns) à des valeurs numériques sans unité (sorties des codeurs), est réalisée grâce au logiciel FOSTER (voir annexe 5.7) qui a été développé pour la campagne TAPS au KVI.

### 3.1.1 Étalonnage en énergie des BaF<sub>2</sub>

Lorsqu'un BaF<sub>2</sub> est touché, un signal analogique est délivré par le photomultiplicateur. Ce signal est intégré par un module QDC (durant 50 ns et 2  $\mu$ s -voir section 2.4.1-), donnant deux valeurs  $E_r$  et  $E$ . Chacune des ces deux valeurs en canaux est convertie en valeur en MeV par une relation linéaire :

$$E(\text{MeV}) = A + B \times E(\text{canaux})$$

Pour déterminer les paramètres A et B, deux points de références sont utilisés : le piédestal du QDC et l'énergie (connue) déposée dans un module TAPS par les muons cosmiques.

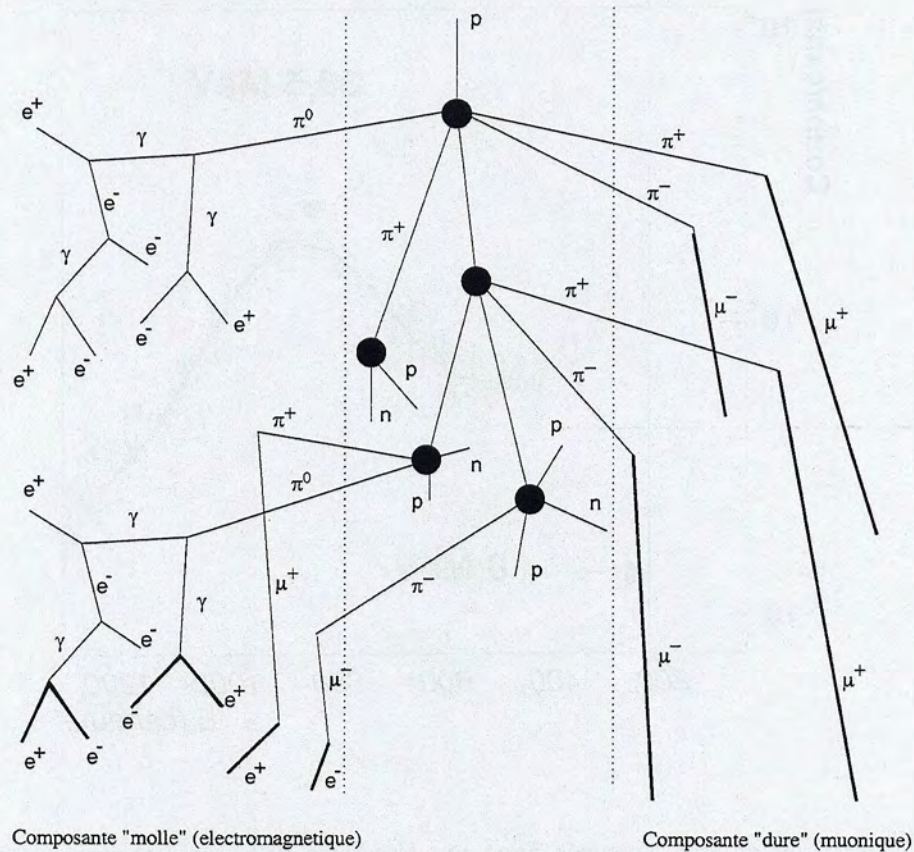
#### Le piédestal

Le piédestal correspond à la valeur délivrée par le codeur de charge en l'absence de signal d'entrée. Il correspond à une charge réglable, intrinsèque au module et à la charge de fuite dans les câbles analogiques. Il est ici identifié au premier canal non nul du spectre en énergie déposée par le rayonnement cosmique.



### Le rayonnement cosmique au niveau de la mer

Les protons cosmiques induisent, au contact de l'oxygène et de l'azote de l'atmosphère terrestre (cf. figure 3.1) des gerbes hadroniques, principalement constituées de pions chargés. Ces pions se désintègrent en muons et neutrino qui atteignent la surface de la terre. La distribution en énergie des muons créés est décrite par une loi en  $1/E_\mu^2$  avec une énergie moyenne de 2 GeV[77]. La distribution angulaire suit une loi en  $\cos^2 \theta$  où  $\theta$  est l'angle zénithal. Au niveau de la mer, le rayonnement cosmique est constitué à 47,3% de  $\mu^+$ , à 50,4% de  $\mu^-$  et à 1,7% de protons.

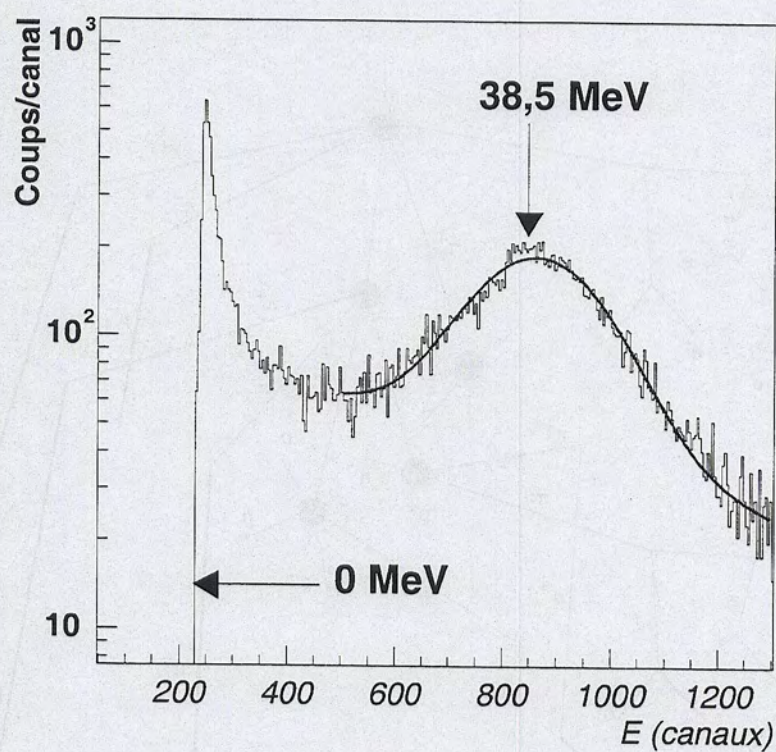


**Fig. 3.1:** Développement d'une cascade hadronique dans l'atmosphère.

Compte-tenu de leur grande énergie, ces muons interagissent avec la matière en produisant une *ionisation minimum*, c'est-à-dire que leur perte d'énergie ne dépend que de la nature du matériau traversé et de la distance parcourue dans ce matériau. Pour le  $\text{BaF}_2$ , cette perte d'énergie vaut 6,6 MeV/cm[77].

Le spectre en énergie d'un module TAPS enregistré en l'absence de faisceau permet d'observer un pic (figure 3.2), attribué à des muons ayant traversé le détecteur transversalement. Ce pic se détache d'un fond dû aux muons traversant le détecteur selon d'autres directions et à la radioactivité ambiante. L'énergie correspondant à ce pic vaut 38,5 MeV[81].





**Fig. 3.2:** Spectre en énergie mesuré dans un détecteur  $\text{BaF}_2$  en l'absence de faisceau sur la cible. La flèche horizontale (0 MeV) marque la position du piedestal du QDC. La flèche verticale (38,5 MeV) indique la position du pic cosmique attribué au dépôt d'énergie moyenne d'un muon du rayonnement cosmique traversant le détecteur transversalement. La ligne continue est une fonction gaussienne+droite ajustée au spectre.



**Remarque** Au cours de cette partie de l'analyse, nous avons remarqué que les paramètres d'étalonnage déduits à partir de cosmiques hors faisceau ou sous faisceau (les cosmiques sont alors sélectionnés en imposant un temps de vol en dehors des fenêtres principales, voir § 3.4.1) différaient. La position du pic cosmique déduite à partir des cosmiques hors faisceau était en moyenne inférieure de 3% à celle déduite à l'aide des cosmiques sous faisceau. Nous avons décidé d'utiliser les cosmiques sous faisceau, qui ont l'avantage de permettre un suivi du gain des QDC (voir section 3.1.1).

### Facteur correctif

L'étalonnage en énergie obtenu à partir des muons n'est rigoureusement valable que pour les muons. En effet, l'efficacité de scintillation du BaF<sub>2</sub> est différente pour les photons et pour les muons. De plus, il faut tenir compte de la collection imparfaite de la gerbe électromagnétique (due à la fuite de photons et d'électrons par les faces arrière et latérale des modules[78]). Un facteur correctif global,  $\mathcal{F}$ , est donc appliqué.  $\mathcal{F}$  est calculé à partir du spectre de masse invariante des paires  $\gamma\gamma$  par référence à la masse du  $\pi^0$  :

$$\mathcal{F} = \frac{134,97}{m_{\pi^0}^{exp}(MeV/c^2)} = 1.12$$

### Dérives

Les gains des différents détecteurs ne sont pas rigoureusement constants au cours de l'expérience (il existe par exemple une dépendance résiduelle avec la température de la salle d'expérience). Nous déterminons les valeurs du piédestal et du pic cosmique tous les N événements (où N correspond à 8 heures de faisceau en moyenne <sup>1</sup>) : les paramètres d'étalonnage tiennent donc compte *de facto* des différentes dérives.

### 3.1.2 Étalonnage en temps des BaF<sub>2</sub>

Le faisceau fourni par l'accélérateur AGOR est pulsé (section 2.1). Pour le faisceau de protons polarisés à 190 MeV, la haute fréquence (HF) du cyclotron est de 60 MHz, soit 16,6667 ns entre deux paquets de faisceau. Nous observons effectivement dans la figure 3.3 la répétition d'une structure correspondant à des paquets successifs. Nous observons également que la structure principale semble doublée.

Pour comprendre cet effet, nous avons schématisé sur la figure 3.4 la façon dont la prise de temps est effectuée pour les modules TAPS (voir aussi la figure 2.6). Nous considérons ici que le temps de référence est le temps T0 où un paquet de faisceau arrive sur la cible. Le temps de vol est fourni par les modules TDC entre le signal origine et le signal arrêt. Le signal origine est obtenu par le ET logique entre le signal déclenchement et le signal de la HF faisceau. Le signal arrêt provient du signal CFD retardé d'un temps T3 fixe (par module). Or le signal déclenchement arrive au temps  $T2 + \Delta T$ .  $\Delta T$  est de l'ordre de x ns ("jitter"). Selon la valeur effective de  $\Delta T$ , on se trouve dans le cas

<sup>1</sup>Cette détermination est également effectuée lorsqu'il y a un changement important des conditions expérimentales (température de la salle d'expérience après un arrêt prolongé du faisceau, changement des seuils des codeurs, etc...)



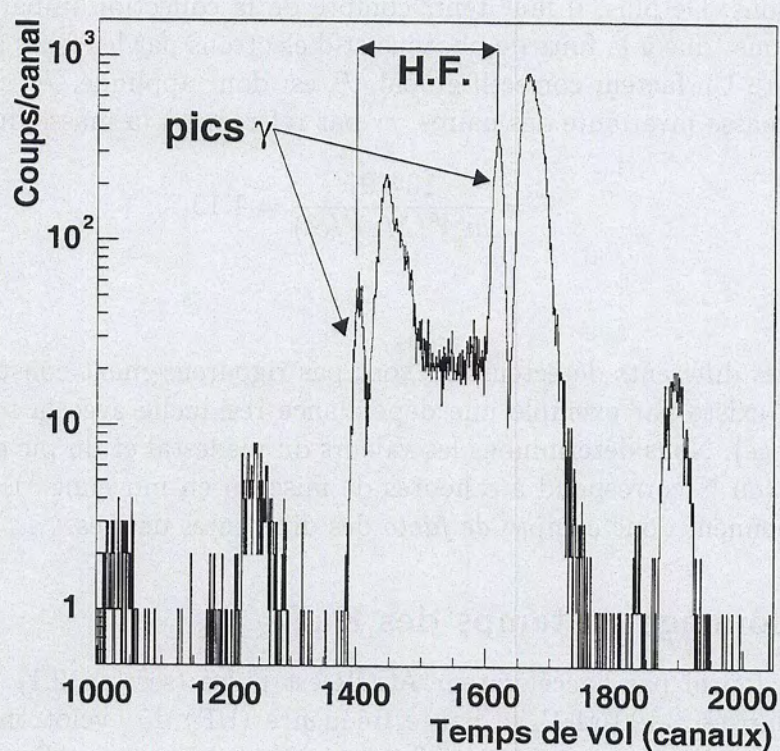


Fig. 3.3: Spectre en temps de vol d'un détecteur  $BaF_2$



(a) ou (b) de la figure 3.4, i.e. la coïncidence **déclenchement** ET **HF** se fait à une HF près. C'est pourquoi nous observons une double structure dans le spectre en temps <sup>2</sup>

Dans chacune des deux structures principales, nous pouvons observer un premier pic étroit formé par les événements  $\gamma$  et  $e^\pm$  (que nous appelons *pic photon*) et un deuxième pic plus large dû aux hadrons. Les structures suivantes (de plus faible statistique) correspondent aux événements en coïncidence fortuite, i.e. aux événements provenant de réactions induites par des protons appartenant à des paquets de faisceau arrivant un ou deux paquets avant (ou après) l'événement de déclenchement.

Pour plus de simplicité, le pic photon de chaque détecteur est aligné sur la valeur de référence 2,2 ns (temps de vol d'un photon entre la cible et un bloc à 66 cm de la cible). Le gain de chaque module codeur de temps est déterminé en utilisant le fait que 16,6667 ns séparent deux structures consécutives dans le spectre en temps de vol. Notons en outre que nous considérons dans la suite de façon équivalente les temps de vol issus des deux structures principales (un décalage de -16,6667 ns est alors appliqué aux temps de vols de la deuxième structure).

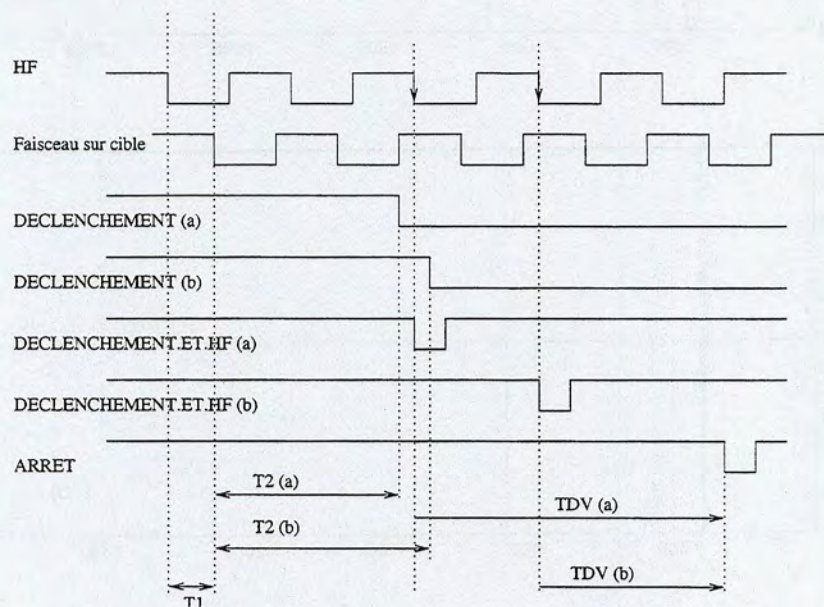


Fig. 3.4: Schéma de la prise en temps des modules TAPS (voir texte).

## Dérive HF

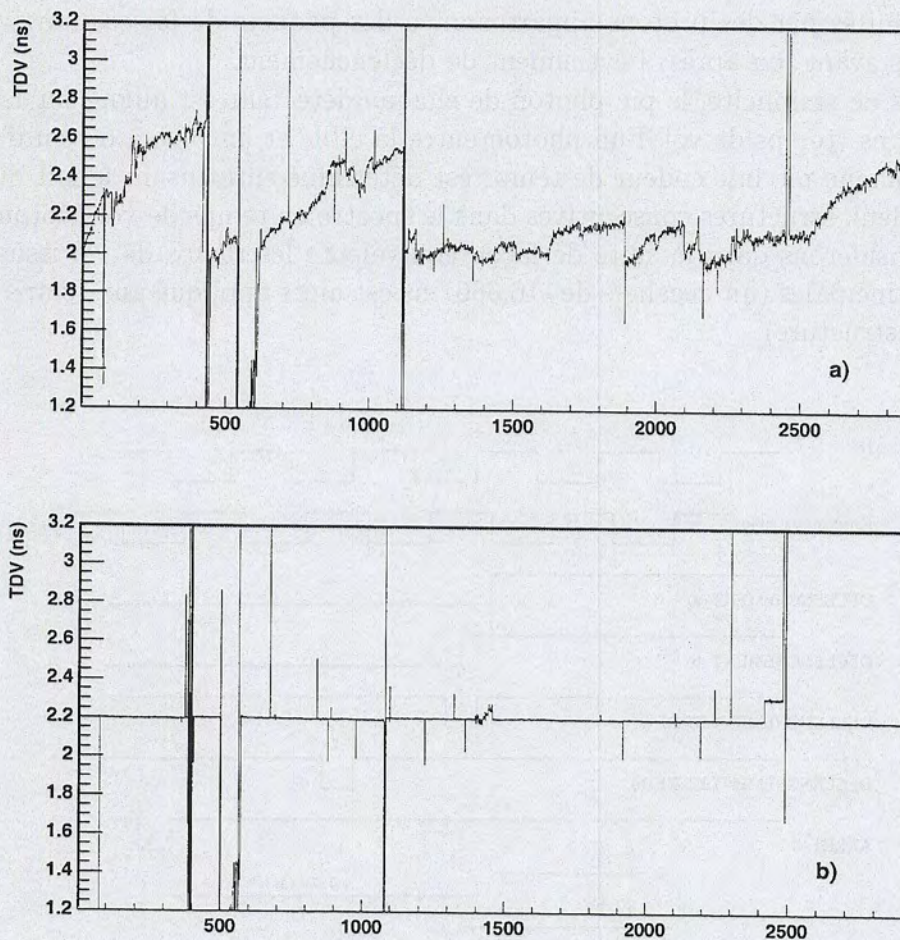
Ces dérives apparaissent lors de la modification des paramètres de réglage de l'accélérateur qui influent sur la trajectoire du faisceau et donc sur son temps de vol (cela signifie, sur la figure 3.4, que le temps T1 varie en fonction des réglages de l'accélérateur).

Pour suivre ces dérives, nous superposons dans un seul histogramme les spectres en temps alignés de tous les détecteurs. Tous les 100.000 événements, nous déterminons le décalage de la position du pic photon par rapport à la référence 2,2 ns. L'évolution au

<sup>2</sup>cet effet, dû à la valeur très élevée de la HF d'AGOR, a été observé pour la première fois au cours de cette expérience.



cours de l'expérience de ce décalage peut ainsi être visualisée (figure 3.5 a)) et les données corrigées pour cet effet (figure 3.5 b)). Les écarts importants ( $\geq 500$  ps) correspondent à des ensembles d'événements sans faisceau, où le spectre en temps est sans structure et où la procédure automatique de repérage de la position du pic photon échoue complètement<sup>3</sup>.



**Fig. 3.5:** Évolution de la position du pic photon au cours de l'expérience, avant (a) et après (b) correction des dérives HF. La position du pic est déterminée tous les 100.000 événements (=1 canal de l'axe des abscisses). Les pics (après) correction correspondent à des événements sans faisceau. Ces runs sont éliminés pour la suite de l'analyse.

## Walk

La position du pic photon dépend également de l'amplitude des signaux à l'entrée des CFD (effet "walk") qui génèrent le signal `arrêt` des modules TDC[78]. Cette effet (de l'ordre de 200ps) est pris en compte dans l'identification des photons(cf. § 3.4.1).

<sup>3</sup>c'est d'ailleurs cet échec de la recherche du pic qui permet de repérer *automatiquement* ces événements



### 3.1.3 "Étalonnage" en énergie des VETO

Durant la campagne d'expériences TAPS au KVI, l'énergie déposée dans les détecteurs VETO a été numérisée (lors des autres campagnes, seule l'information du registre VETO était disponible). Cette information supplémentaire devait permettre de déterminer, au cours de cette campagne, la précision avec laquelle TAPS peut mesurer la production des dileptons. Cette étude fait partie d'un autre travail de thèse[82].

Un spectre typique d'énergie VETO présente un pic unique (dû aux protons de haute énergie). Nous avons calculé pour chaque détecteur un facteur multiplicatif qui positionne ce pic à la valeur *arbitraire* 1.0 (i.e. nous avons aligné les spectres en énergie VETO).

Pour cette expérience en particulier, *seule l'information énergie VETO est utilisée* (au détriment de l'information registre VETO) pour déterminer si le VETO est touché ou non.

Précisons également que l'énergie VETO *n'est pas étalonnée* au sens propre du terme (i.e. nous n'avons pas déterminé de relation canal-MeV) mais *l'alignement* de cette énergie permet d'imposer des coupures communes pour tous les détecteurs.

## 3.2 Identification des modules touchés

Le critère  $PSA^4$  d'un détecteur  $BaF_2$  est défini par le rapport de l'énergie partielle  $E_r$  sur l'énergie totale.  $PSA \simeq 1$  pour les photons, muons et électrons et  $PSA < 1$  pour les particules de  $Z \geq 1^5$ .

Combiné au temps de vol, il permet une première identification des événements produisant un signal dans un module (figure 3.6). On définit des coupures qui permettent d'identifier des *candidats électromagnétiques*, des *candidats hadrons* et des *candidats cosmiques*.

L'information VETO affine alors cette première identification (cf. figure 3.7) :

Ces différentes coupures, qui s'appliquent aux *modules* individuels, ne sont qu'une première étape dans l'identification des particules. L'identification finale utilise de plus les informations liées aux *agrégats*.

## 3.3 Topologie des agrégats

L'étape suivante du traitement des événements est effectuée grâce à la librairie ROSE-BUD (cf. annexe 5.7), développée en utilisant la programmation orientée objet et la bibliothèque ROOT [83].

Cette partie de l'analyse des données consiste à identifier les groupes de détecteurs voisins, c'est-à-dire les *agrégats de détecteurs*. L'algorithme utilisé est le suivant : on boucle sur les détecteurs touchés ; si le détecteur courant a une énergie supérieure à  $E_{basse}$  et qu'il ne fait pas déjà partie d'un agrégat, un nouvel agrégat est créé avec ce détecteur ; ensuite, tout détecteur touché voisin d'un détecteur appartenant à un agrégat est à son tour attribué à cet agrégat. La valeur de  $E_{basse}$ , fixée à 15 MeV permet d'ignorer les agrégats dont l'énergie totale est inférieure au seuil du déclenchement neutre principal (cf. § 2.4.3).

<sup>4</sup>Pulse Shape Analysis

<sup>5</sup>Les pions chargés ont un  $PSA$  intermédiaire entre celui des photons et des autres particules



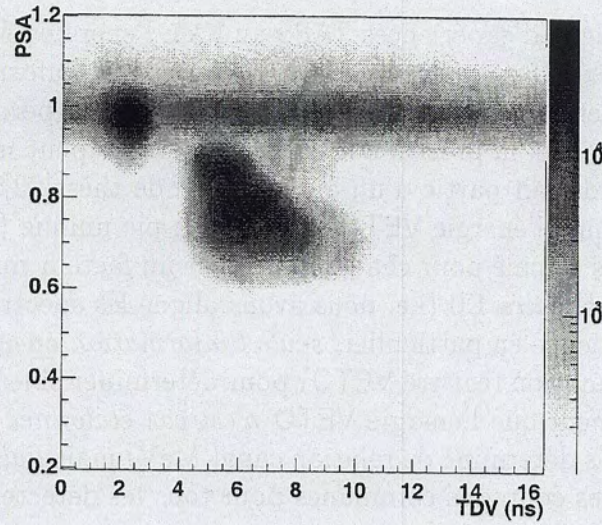


Fig. 3.6: PSA en fonction du temps de vol. De telles matrices permettent d'identifier les modules touchés par un photon.

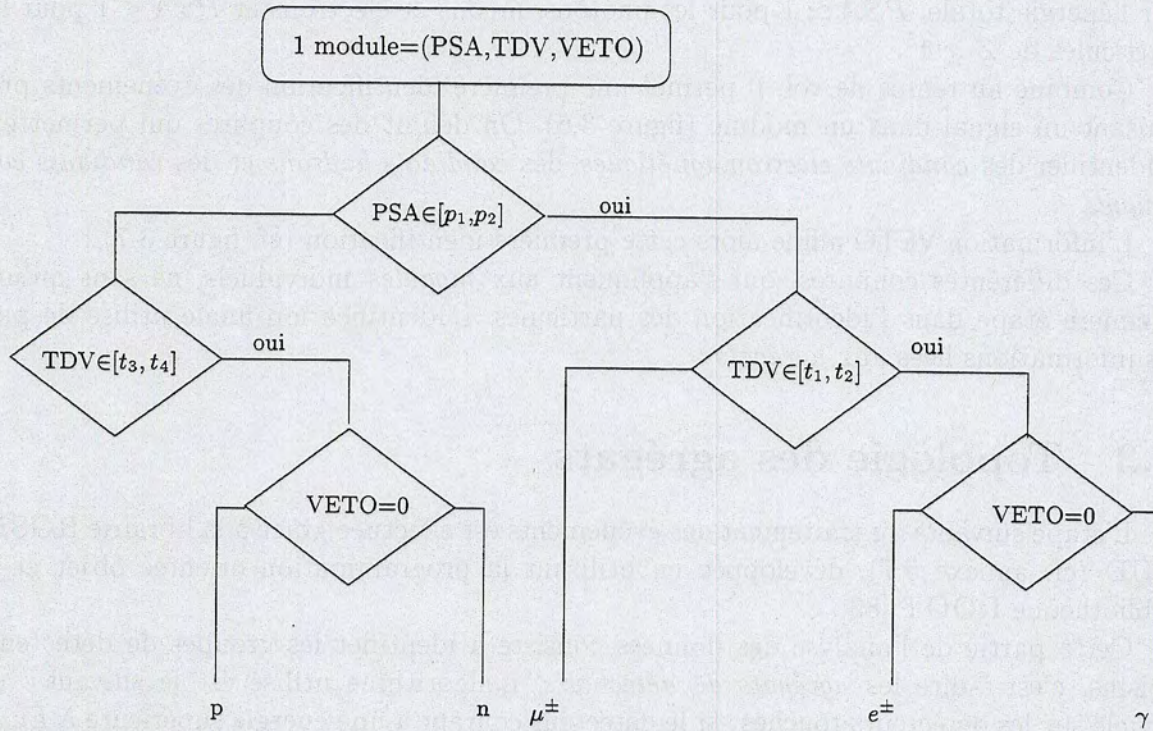


Fig. 3.7: Identification d'un module touché en fonction de ses PSA, temps de vol et énergie VETO. Les valeurs des paramètres  $p_i, t_i$  dépendent, en toute rigueur, de l'énergie déposée dans le BaF<sub>2</sub> (lorsque celle-ci est inférieure à 20 MeV typiquement). Pour  $E_{\text{BaF}_2} > 20 \text{ MeV}$ , on a :  $p_1 = 0,85$ ,  $p_2 = 1,15$ ,  $t_1 = 0,9$ ,  $t_2 = 3,5 \text{ ns}$ ,  $t_3 = 3,5 \text{ ns}$  et  $t_4 = 15 \text{ ns}$ .



Ensuite, les agrégats sont classés en deux grandes catégories : les *agrégats électromagnétiques* qui contiennent au moins un module de type photon ou électron (cf. figure 3.7), et les *agrégats hadroniques* qui n'en contiennent pas [84].

Un certain nombre de paramètres sont calculés pour tous les agrégats. Nous présentons dans la suite ces paramètres puis certaines de leurs particularités selon le type d'agrégat. L'illustration de l'utilisation de ces paramètres fera l'objet de la section 3.4.

### 3.3.1 Paramètres d'agrégats

#### 1. Énergies

L'énergie déposée dans l'agrégat est obtenue en sommant les énergies  $BaF_2$  de tous les détecteurs constituant l'agrégat :

$$E = \sum_i E_i \quad (3.1)$$

De même, l'énergie déposée dans les VETO est obtenue en sommant les énergies VETO :

$$E_{VETO} = \sum_i E_i^{VETO} \quad (3.2)$$

#### 2. Multiplicités

Nous calculons  $M_X^Y$ , définie comme le nombre de détecteurs de l'agrégat pour lesquels l'énergie déposée  $E_i$  est comprise entre  $X$  MeV et  $Y$  MeV. Les deux multiplicités les plus utilisées sont  $M_0^\infty$ , le nombre total de détecteurs d'un agrégat et  $M_0^{20}$ , le nombre de modules dont l'énergie est inférieure à 20 MeV.

#### 3. Temps de vol

Le temps de vol d'un agrégat est défini comme la moyenne des temps de vol des modules composant l'agrégat :

$$T = \frac{1}{M_0^\infty} \left( \sum_{\substack{i \\ E_i > E_t}} t_i \right) \quad (3.3)$$

Pour déterminer ce temps moyen, seuls sont pris en compte les modules dont l'énergie est supérieure à  $E_t = 3$  MeV. En effet, pour des amplitudes très faibles du signal CFD, le temps de vol est mal défini (effet walk).



#### 4. Dispersion en énergie

$$\sigma_E = \frac{1}{M_0^\infty} \sqrt{\frac{\sum_i (E_i - E_{max})^2}{E_{max}^2}} \quad (3.4)$$

où  $E_{max}$  est l'énergie maximale déposée dans l'un des modules de l'agrégat. Ce paramètre n'a réellement de sens que pour des agrégats de multiplicité supérieure à deux, et est utilisé pour distinguer les cosmiques des photons (cf. § 3.4.1).

#### 5. Dispersion en temps

$$\sigma_T = \frac{1}{M_0^\infty} \sqrt{\sum_{\substack{i \\ E_i > E_t}} (t_i - T)^2} \quad (3.5)$$

Ce paramètre, comme la dispersion en énergie, n'a réellement de sens que pour des agrégats de multiplicité supérieure à deux.

#### 6. Linéarité

La géométrie de l'agrégat peut être décrite au moyen du tenseur de sphéricité :

$$(S) = \begin{pmatrix} \sum_i E_i x_i^2 & \sum_i E_i x_i y_i \\ \sum_i E_i x_i y_i & \sum_i E_i y_i^2 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

où  $x_i, y_i$  sont les coordonnées cartésiennes du module  $i$  dans le repère du bloc. À partir des valeurs propres  $\lambda_1, \lambda_2$  de  $(S)$  on définit un coefficient de linéarité :

$$\mathcal{L} = \frac{|\lambda_1 - \lambda_2|}{|\lambda_1 + \lambda_2|} \quad (3.7)$$

qui vaut 0 pour des formes d'agrégat complètement circulaires et 1 pour des formes complètement linéaires. Le coefficient  $\mathcal{L}$  est en particulier utilisé pour discriminer la partie dure des rayonnements cosmiques (cf. § 3.4.1).

#### 7. Surface



$S$ , le pourcentage d'énergie déposée dans les modules à la surface d'un bloc, est définie comme :

$$S = \frac{\sum_{i \in \text{surface}} E_i}{E} \quad (3.8)$$

### 8. Direction

La direction de l'agrégat s'obtient par un centre de gravité des positions des modules qui le composent. La pondération est différente selon le type d'agrégat, comme nous le décrivons dans les sections suivantes.

### 3.3.2 Agrégats électromagnétiques

La direction d'un agrégat électromagnétique est obtenue en calculant le centre de gravité de l'agrégat :

$$\vec{R} = \frac{\sum_i \omega_i \vec{r}_i}{\sum_i \omega_i} \quad (3.9)$$

$$\omega_i = \max \left( 0, \omega_0 + \ln \frac{E_i}{E} \right) \quad (3.10)$$

où  $\vec{r}_i$  dénote les positions des modules. La pondération des directions est faite avec des poids logarithmiques  $\omega_i$  selon le schéma décrit dans la référence [85]. Le paramètre  $\omega_0$  est déterminé grâce à des simulations GEANT et vaut 4. Ce calcul de direction suppose que la gerbe électromagnétique se développe dès l'entrée de la particule dans un module. En fait, lorsque la particule est un photon, on sait que ce photon parcourt en moyenne une distance  $Z$  avant d'interagir :

$$Z = X_0 \max \left( 0, \ln \frac{E}{E_c} + C \right) \quad (3.11)$$

où  $E_c$  est l'énergie critique<sup>6</sup> du  $\text{BaF}_2$  (12,78 MeV) et  $C = 1, 2$ . En tenant compte de cet effet, on peut appliquer une correction à l'énergie du photon et améliorer ainsi la résolution angulaire[78].

### 3.3.3 Agrégats hadroniques

Pour un ensemble de modules hadroniques<sup>7</sup>, les équations 3.9 et 3.11 ne sont pas applicables (elles supposent le développement d'une gerbe électromagnétique). Nous utilisons alors, en première approximation, la formule suivante :

<sup>6</sup> $E_c$  est l'énergie à laquelle la perte d'énergie des électrons par radiation est égale à leur perte d'énergie par ionisation

<sup>7</sup>Nous ne considérons pas les pions chargés, dont la détection avec des cristaux de  $\text{BaF}_2$  est possible mais malaisée[86].



$$\vec{R}_{hadron} = \frac{1}{M_0^\infty} \sum_i \vec{r}_i \quad (3.12)$$

## 3.4 Identification des particules

### 3.4.1 Les photons

Un agrégat électromagnétique dont l'énergie est supérieure à 15 MeV et dont l'énergie VETO est nulle peut être un photon mais aussi un cosmique. Certaines caractéristiques de l'agrégat permettent cependant de rejeter les événements cosmiques dans une large proportion, comme nous le montrons dans la section suivante.

#### Rejet des cosmiques

Un module touché par un muon cosmique a les caractéristiques suivantes :

- Un *PSA* de type photon, c'est-à-dire de l'ordre de l'unité,
- Une énergie VETO nulle<sup>8</sup>.
- Le temps de vol est quelconque, puisque le flux des cosmiques est indépendant du faisceau.

On voit donc que, si l'on considère uniquement les informations liées aux modules individuels, la seule différence entre un photon et un cosmique réside dans le temps de vol mesuré. Dans notre analyse, au niveau des modules, nous avons donc deux "types" d'événements cosmiques. D'une part ceux qui sont identifiés au niveau du module comme *étant* des cosmiques car leur temps de vol n'est pas compatible avec un temps de vol photon. Ceux-là ne posent pas de problème particulier et permettent en outre de caractériser les cosmiques mesurés. D'autre part, certains modules identifiés comme des photons (voir figure 3.7) sont en fait des cosmiques dont le temps de vol correspond *par hasard* au temps de vol photon.

Heureusement, si l'on considère non plus les modules individuels mais les agrégats qu'ils forment, on peut distinguer le rayonnement cosmique des photons de haute énergie, grâce à la forme de l'agrégat (représentée par le paramètre linéarité) et la répartition de l'énergie dans l'agrégat (représentée par le paramètre dispersion en énergie) .

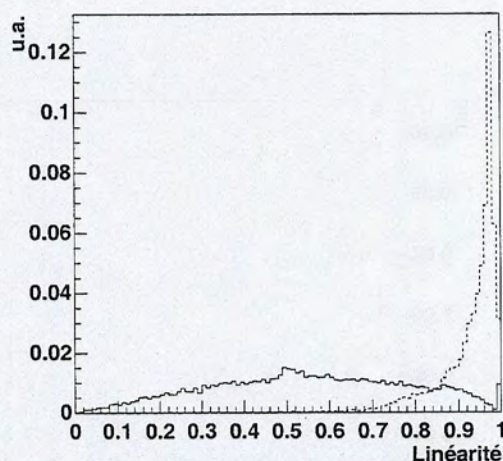
- *Linéarité*

La partie dure du rayonnement cosmique génère, en moyenne, des agrégats très linéaires (figure 3.8) et de multiplicité élevée.

- *Dispersion en énergie*

<sup>8</sup>Il est théoriquement possible d'avoir des cosmiques frappant également le VETO, compte-tenu de la distribution angulaire des cosmiques, mais ceux-là sont "noyés" dans l'ensemble majoritaire des muons pénétrant par le dessus du module, i.e. sans toucher le VETO





**Fig. 3.8:** *Distribution du paramètre linéarité pour des agrégats issus d'un photon (ligne continue) ou d'un cosmique (ligne discontinue). Nous constatons qu'en moyenne, les agrégats cosmiques sont très linéaires.*

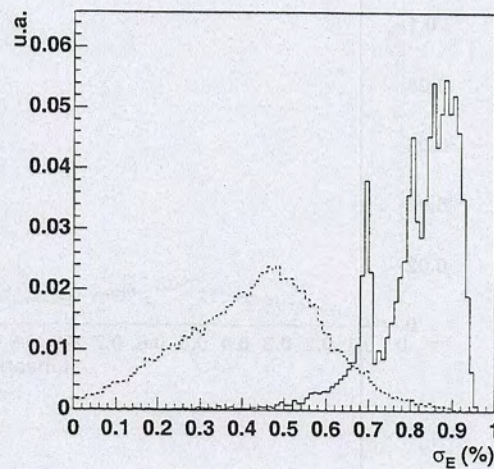
La distribution  $\sigma_E$  pour des photons présente des pics en dispersion, et est, en moyenne, supérieure à 0,6. Les différents pics correspondent à différentes multiplicités de l'agrégat (figure 3.9). La même distribution, pour des cosmiques, a une forme tout à fait différente (figure 3.9) et fournit ainsi un critère de sélection pour éliminer ces cosmiques.

Différentes conditions ont été testées pour discriminer les photons des cosmiques. Elles sont résumées dans le tableau 3.1 et illustrées sur les figures 3.10, 3.11, et 3.12. Le premier filtre offre des taux de réjections tout à fait moyens et nous l'avons donc écarté. Le deuxième filtre, très performant pour éliminer les cosmiques, a néanmoins un effet non uniforme (en fonction de l'énergie) sur les photons. Nous l'avons également écarté. Le troisième filtre offre un taux de réjection intermédiaire avec une influence sur le spectre des photons qu'il nous a été facile de paramétrer. Nous utilisons donc ce troisième filtre pour éliminer, événement par événement, les muons cosmiques contaminant les spectres des photons.

### Fonction de réponse

La réponse du détecteur TAPS aux photons monochromatiques a été mesurée [79] sur une large gamme d'énergie allant de 45 à 790 MeV. La fonction de réponse expérimentale a été paramétrée [81, 79] par deux fonctions valides en-dessous et au-dessus de la valeur la plus probable  $E_{pic}$  (où  $E_{pic} = 0,962E_\gamma$ ) :



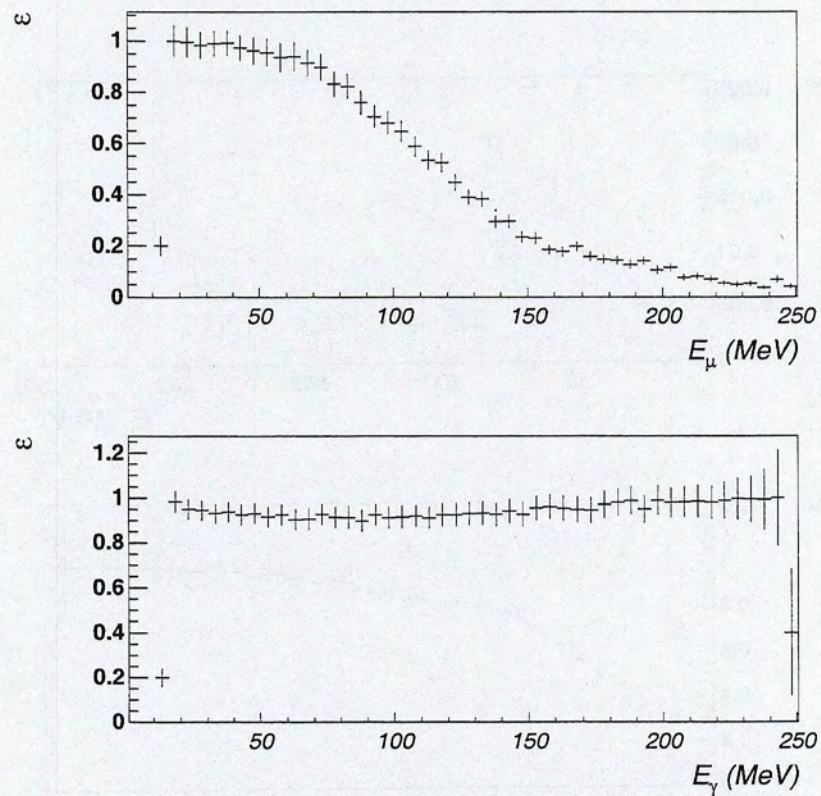


**Fig. 3.9:** Distribution de la dispersion en énergie déposée dans les détecteurs formant un agrégat. La ligne continue représente la distribution de la dispersion pour les photons, et la ligne discontinue pour les cosmiques.

**Tab. 3.1:** Coupures utilisées pour discriminer photons de haute énergie et rayonnement cosmique. Le taux de réjection de chaque coupure, ou efficacité de réjection, est indiquée sur les figures 3.10, 3.11, et 3.12

Numéro	Nom	Description
1	TOM	( $(M_0^\infty=3)$ et ( $\mathcal{L} < 0,975$ ) ) ou ( $(M_0^\infty=4)$ et ( $\mathcal{L} < 0,865$ ) ) ou ( $(M_0^\infty=5)$ et ( $\mathcal{L} < 0,825$ ) ) ou ( $(M_0^\infty=6)$ et ( $\mathcal{L} < 0,875$ ) ) ou ( $(M_0^\infty=7)$ et ( $\mathcal{L} < 0,900$ ) ) ou ( $(M_0^\infty \geq 8)$ et ( $\mathcal{L} < 0,925$ ) ) ou ( $M_0^\infty \leq 2$ )
2	GIN	$M_0^{20} \geq 2$ et $\sigma_E \geq 0,7$
3	POM	( $M_0^\infty < 2$ ou $\sigma_E \geq 0,7$ ) et ( $(M_0^\infty > 3$ et $M_{30}^\infty < 3)$ ou ( $M_0^\infty < 3$ ))





**Fig. 3.10:** L'efficacité  $\epsilon$  de réjection du filtre cosmique TOM est définie comme le rapport entre le nombre d'événements simulés satisfaisant les conditions du filtre (cf. tableau 3.1) et le nombre total d'événements subissant le filtre. L'effet du filtre est ici montré dans le cas des muons cosmiques que nous cherchons à éliminer (en haut) et dans le cas des photons (en bas). Ce filtre n'offre de bons taux de réjection qu'au-delà de 150 MeV environ.



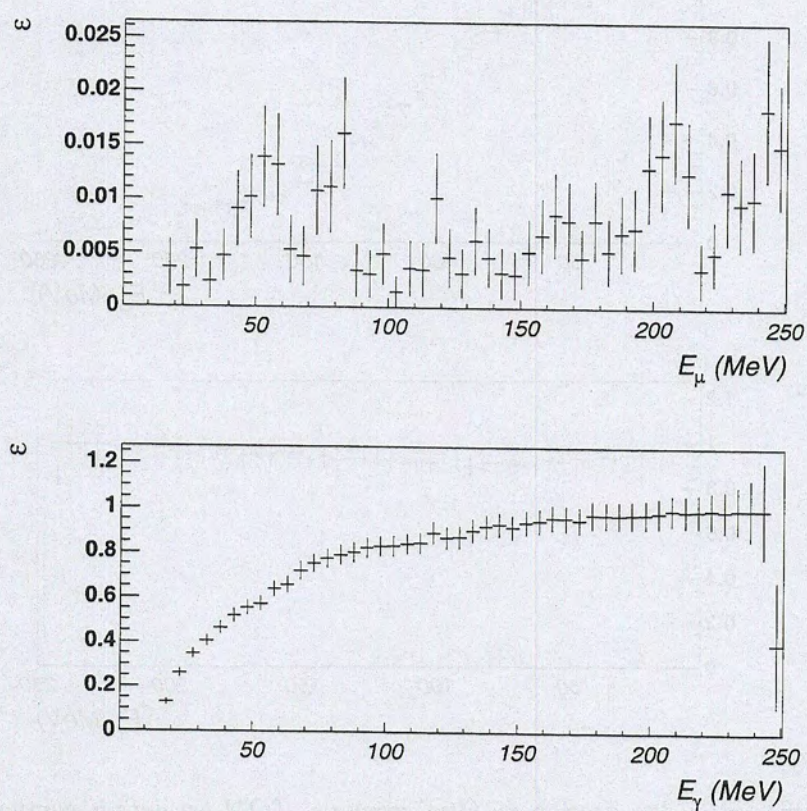
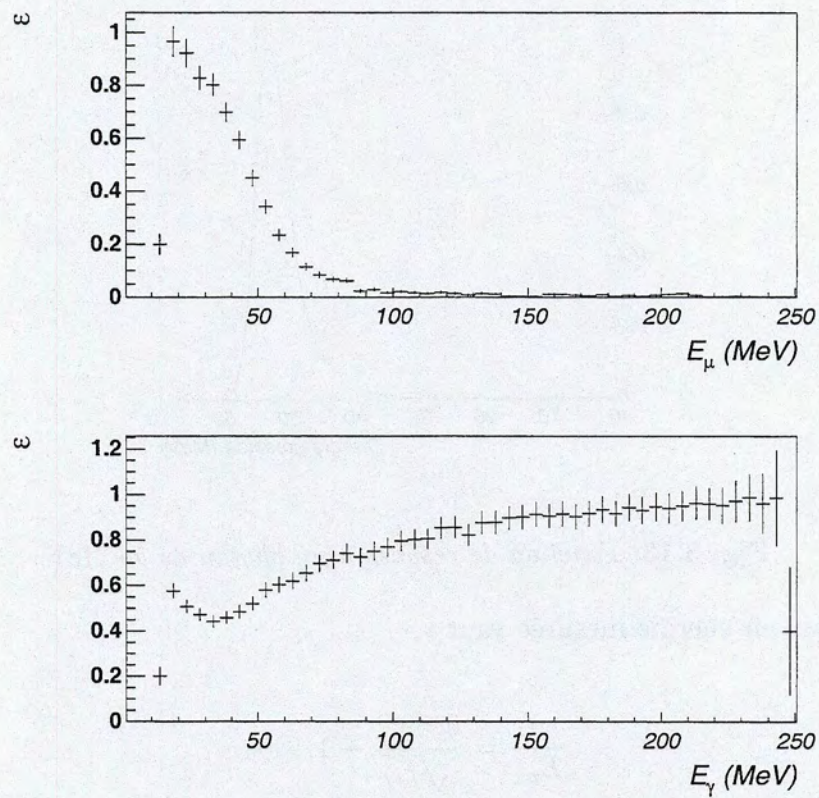


Fig. 3.11: Comme figure 3.10, mais pour le filtre GIN. Ce filtre offre un très bon taux de réjection des cosmiques mais distord le spectre photon de façon non uniforme.





**Fig. 3.12:** Comme figure 3.10, mais pour le filtre POM. Ce filtre offre un bon taux de réjection à partir de 70 MeV et son influence sur le spectre photon est facilement ajustable à un polynôme du deuxième degré pour  $E_\gamma > 40$  MeV :  $1,029 - 3,412 \cdot 10^{-2} E_\gamma + 5,019 \cdot 10^{-4} E_\gamma^2$ .



$$\begin{aligned}
 y &= NG && \text{pour } E \geq E_{pic} \\
 y &= N \left( G + \exp \left( \frac{E - E_{pic}}{\lambda} \right) (1 - G) \right) && \text{pour } E \leq E_{pic} \\
 G &= \exp \left( -\frac{4 \ln 2 (E - E_{pic})^2}{\Gamma^2} \right)
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

La figure 3.13 illustre cette expression analytique pour des photons de 55 MeV.

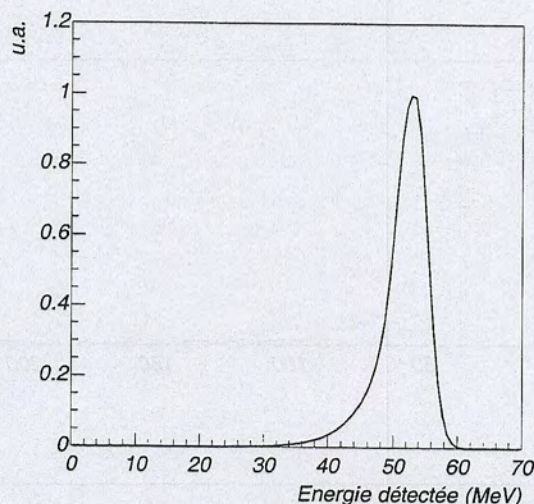


Fig. 3.13: Fonction de réponse à un photon de 55 MeV.

La résolution en énergie mesurée vaut :

$$\frac{\sigma}{E_{pic}} = \frac{0,59\%}{\sqrt{E_\gamma}} + 1,91\% \tag{3.14}$$

### 3.4.2 Les pions

En détectant des paires de photons et en calculant leur masse invariante :

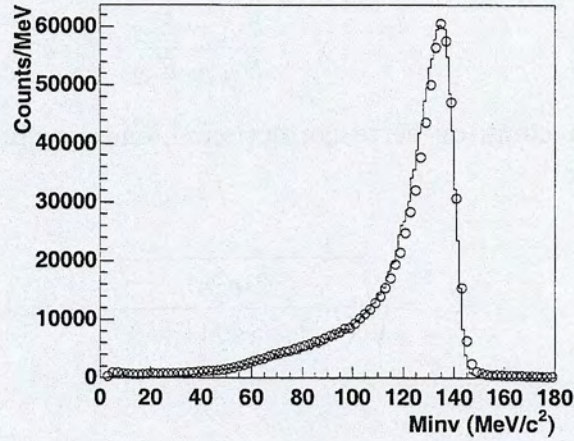
$$M_{inv} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})} \tag{3.15}$$

les pions neutres peuvent être identifiés par la présence d'un pic (figure 3.14) autour de la masse au repos du  $\pi^0$  (134,97 MeV). En outre, les conditions résumées dans le tableau 3.2 sont imposées pour l'identification complète d'un pion. Les conditions ii) et iv) sont utilisées dans le cas des pions pour réduire la contamination due aux cosmiques.

#### Calcul du quadrimoment

Une fois qu'une paire de photon est identifiée comme étant issue de la décroissance d'un  $\pi^0$ , il nous faut calculer le quadrimoment de ce pion. Trois méthodes de reconstruction du





**Fig. 3.14:** *Spectre en masse invariante des paires de photons de l'expérience  $Ni(p, \pi^0)X$ . Les ronds représentent le résultat d'une simulation GEANT.*

i)	2 agrégats électromagnétiques identifiés comme photon
ii)	$M_0^\infty < 2$ ou $\sigma_E > 0.5$
iii)	$M_{inv} \in [90, 150] \text{ MeV}/c^2$
iv)	$M_0^\infty \leq 3$ ou ( $M_{30}^\infty < 3$ et $M_0^\infty > 3$ )

**Tab. 3.2:** *Conditions d'identification d'un pion neutre.*

quadriment du pion sont étudiées. Des pions neutres monoénergétiques sont simulés grâce au logiciel de simulation KANE[87] et analysés de la même façon que les données (voir annexe 5.7). On peut ainsi déterminer les performances de reconstruction des trois méthodes (cf. figure 3.15).

#### 1. $P1+P2$

La méthode la plus simple consiste à écrire :

$$P_\pi = P_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} \quad (3.16)$$

où  $P_{\gamma i}$  sont les quadriments mesurés des deux photons. Cependant, en raison de la forme de la fonction de réponse de TAPS aux photons (section 3.4.1), cette méthode peut donner des énergies de pion inférieures à la masse du pion (figure 3.15).

#### 2. Conservation de l'asymétrie $\chi$

La méthode précédente échoue parce que la masse invariante des deux photons n'est pas rigoureusement égale à la masse du pion. Il faut donc corriger les moments mesurés en conséquence.

On suppose que l'asymétrie en énergie des deux photons :



$$\chi = \frac{E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} \quad (3.17)$$

est conservée au cours de cette correction. L'énergie cinétique du pion est alors donnée par [88] :

$$K_{\pi} = \sqrt{\frac{2m_{\pi}^2 c^4}{(1 - \cos \phi)(1 - \chi^2)}} - m_{\pi} c^2 \quad (3.18)$$

et l'angle par :

$$\cos \theta_{\pi} = \frac{E_{\gamma 1} \cos \theta_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \cos \theta_{\gamma 2}}{\sqrt{E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} \cos \phi}} \quad (3.19)$$

Cette méthode, au contraire de la précédente, donne toujours, par construction,  $K_{\pi} > 0$ . Cependant, comme on peut le voir sur la figure 3.15, l'énergie reconstruite peut être *supérieure* à l'énergie réelle. Cet effet est particulièrement gênant si l'on considère la forme du spectre en énergie mesurée (voir section 4.2) : la plupart des pions ont une énergie cinétique faible. Cette méthode va donner, pour ces pions, une traîne importante à haute énergie, traîne qui distordrait le spectre des pions.

### 3. Minimisation sous contrainte MINIM

La somme des énergies des photons *corrigés* par la méthode précédente peut être supérieure à la somme des énergies des photons *mesurés*. C'est pour cela qu'elle peut donner des énergies de pion reconstruites *supérieures* aux énergies réelles.

Le problème de la reconstruction du quadrimoment du pion peut en fait être reformulé en un problème de minimisation sous contrainte. La fonction à minimiser dépend de 12 variables :

$$\mathcal{F}(E_{\pi}, p_{\pi x}, p_{\pi y}, p_{\pi z}, E_{\gamma 1}, p_{\gamma 1 x}, p_{\gamma 1 y}, p_{\gamma 1 z}, E_{\gamma 2}, p_{\gamma 2 x}, p_{\gamma 2 y}, p_{\gamma 2 z}) < \epsilon \quad (3.20)$$

$\epsilon$  a été choisi égal à  $10^{-3}$ .

Les contraintes sont :

$$\begin{aligned} P_{\pi} &= P_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} \\ E_1 &= P_{\gamma 1} \\ E_2 &= P_{\gamma 2} \\ E_{\pi} &= \sqrt{P_{\pi}^2 + m_{\pi}^2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Et l'algorithme de minimisation<sup>9</sup> est initialisé par :

<sup>9</sup>Deux implémentations distinctes ont été testées et donnent les mêmes résultats



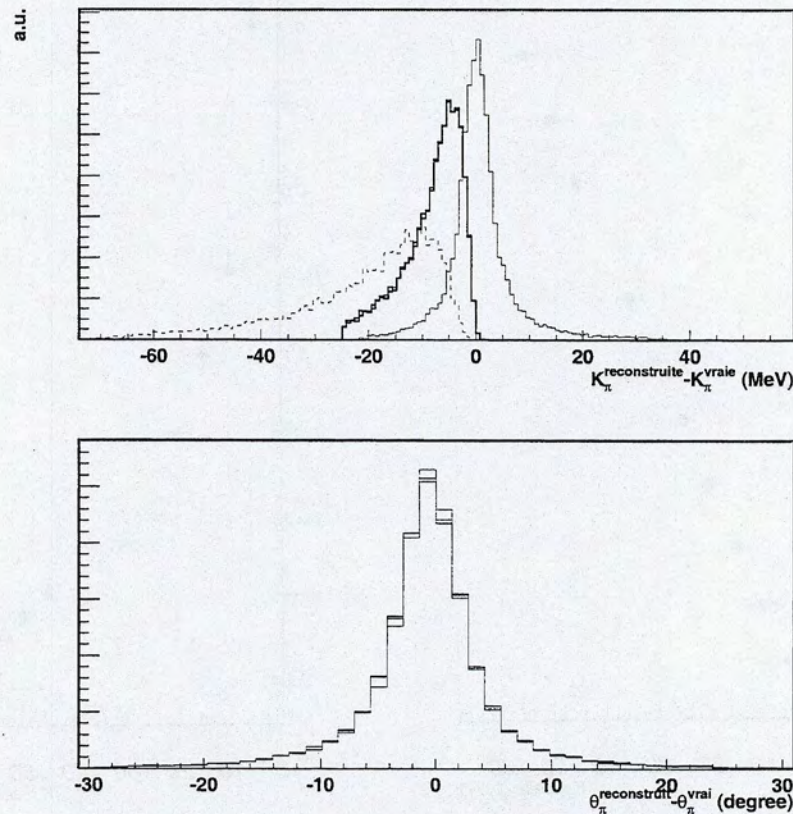
$$P_{\pi}^{\text{mesuré}} = P_{\gamma 1}^{\text{mesuré}} + P_{\gamma 2}^{\text{mesuré}} \quad (3.22)$$

c'est-à-dire par la solution de la première méthode.

Cette méthode, certes plus gourmande en temps de calcul, résoud parfaitement les problèmes des deux autres méthodes : *l'énergie cinétique du pion est toujours comprise entre 0 et l'énergie cinétique vraie.*

En ce qui concerne l'angle polaire du pion, les 3 méthodes donnent des résultats similaires (figure 3.15 b)).

Nous utilisons exclusivement la troisième méthode dans la suite de cette thèse. Notons également que cette méthode est tout à fait originale et qu'elle n'a jamais été employée auparavant au sein de la collaboration TAPS.



**Fig. 3.15:** Illustration des performances des différentes méthodes de reconstruction du quadri-moment du pion :

(a) écart entre énergie cinétique reconstruite et l'énergie cinétique réelle (25 MeV),  
 (b) écart entre l'angle polaire reconstruit et l'angle polaire réel.

La méthode P1+P2 est illustrée par la courbe en pointillés, la méthode  $\chi$  par la ligne pleine et la nouvelle méthode MINIM en trait gras.

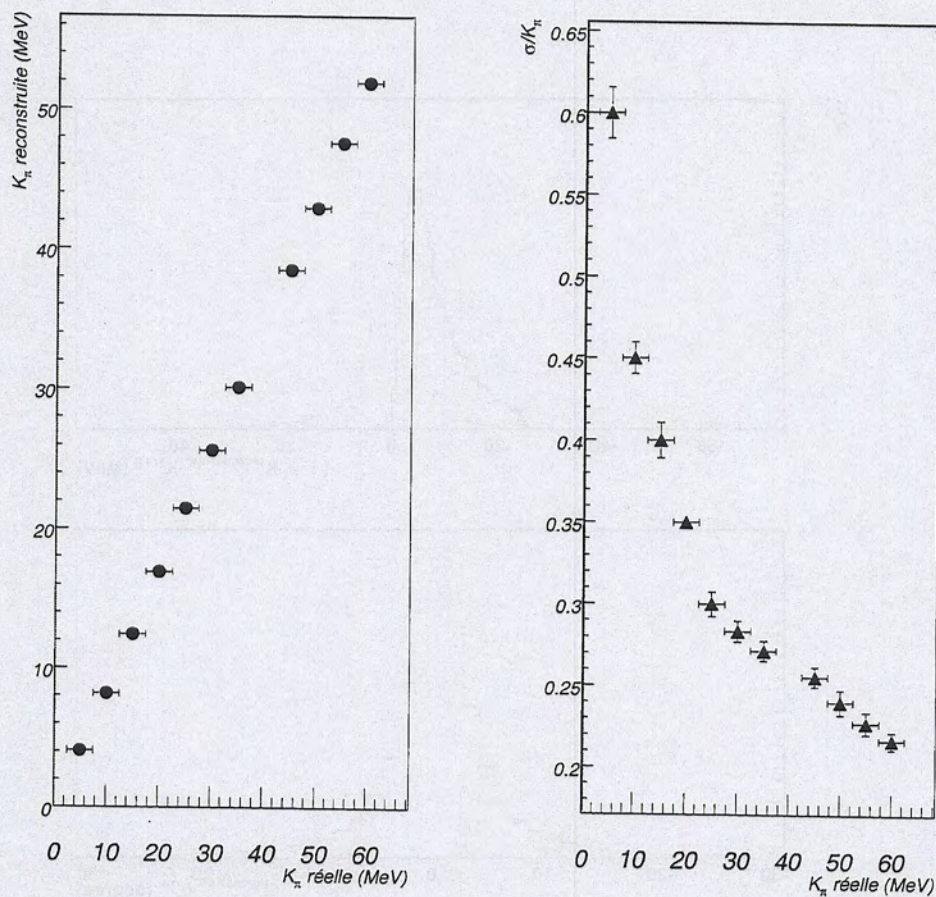


### Fonction de réponse

L'étude précédente a permis de déterminer la fonction de réponse de TAPS à un pion monoénergétique, que l'on peut exprimer ainsi :

$$\begin{aligned} \Delta(K_\pi) &= g(K_\pi) = \exp -\frac{(K_\pi - m)^2}{2\sigma^2} & \text{pour } K_\pi \geq m \\ \Delta(K_\pi) &= g(K_\pi) + (1 - g(K_\pi)) \exp -\frac{K_\pi - m}{\lambda} & \text{pour } K_\pi < m \end{aligned} \quad (3.23)$$

où  $\Delta(K_\pi)$  est l'écart entre l'énergie réelle du pion et l'énergie reconstruite par la troisième méthode présentée ci-dessus. La résolution est mauvaise à basse énergie mais s'améliore lorsque l'énergie augmente (cf. figure 3.15).



**Fig. 3.16:** Réponse de TAPS à des pions monoénergétiques. À gauche, l'énergie cinétique reconstruite en fonction de l'énergie cinétique vraie, et, à droite, la résolution en énergie.



# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux

### Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Détermination de la section efficace . . . . .</b>	<b>70</b>
4.1.1	Section efficace doublement différentielle . . . . .	70
4.1.2	Acceptance . . . . .	71
4.1.3	Efficacité de détection des pions neutres. . . . .	71
4.1.4	Sources d'erreurs . . . . .	73
<b>4.2</b>	<b>Sections efficaces différentielles des pions . . . . .</b>	<b>75</b>
<b>4.3</b>	<b>Sections efficaces totales de production des <math>\pi^0</math> . . . . .</b>	<b>79</b>
4.3.1	Extrapolation des données . . . . .	79
4.3.2	Calcul de l'efficacité totale . . . . .	80
4.3.3	Sections efficaces totales . . . . .	81
<b>4.4</b>	<b>Sections efficaces de production des photons . . . . .</b>	<b>82</b>
4.4.1	Efficacité $\gamma$ . . . . .	82
4.4.2	Soustraction . . . . .	83



Les différents traitements présentés au chapitre précédent ayant été appliqués aux données, nous présentons dans ce chapitre les résultats. Nous commençons par expliquer comment nous calculons, de façon générale, les sections efficaces différentielles de production d'une particule quelconque, ce qui nous amènera à décrire les méthodes de calcul de l'efficacité de détection. Nous déterminons ensuite les sections efficaces différentielles de *production des pions neutres* dans les réactions  $p+C$ ,  $p+Ca$ ,  $p+Ni$  et  $p+W$  à 190 MeV, dans la fenêtre d'acceptance de TAPS. Puis nous décrivons la méthode d'extrapolation à la totalité de l'angle solide qui nous permet d'obtenir la section efficace totale de production des pions. Enfin, nous détaillons une méthode d'analyse qui soustrait aux spectres de photons mesurés la contribution due à la décroissance des pions neutres en deux photons, nous permettant ainsi d'obtenir la section efficace de *production des photons directs*.

## 4.1 Détermination de la section efficace

### 4.1.1 Section efficace doublement différentielle

La section efficace doublement différentielle de production d'une particule  $x$  est calculée, pour un déclenchement  $D$  donné, comme :

$$\frac{d^2\sigma_x^D}{dEd\theta} = C_D \times \frac{1}{\epsilon_x^D(E, \theta)} \times \frac{d^2N_x^D}{dEd\theta} \quad (4.1)$$

où  $\frac{d^2N_x^D}{dEd\theta}$  est le nombre de particules  $x$  mesuré par unité d'énergie et unité d'angle.  $\epsilon_x^D$  est l'efficacité de détection de la particule  $x$ . Elle tient compte des effets liés au fonctionnement du détecteur (comme sa fonction de réponse et les seuils électroniques appliqués), mais aussi des performances d'identification du programme d'analyse. Le facteur :

$$C_D = \frac{10^{30} \times S_D}{N_p \times \left(\frac{N_A d}{A}\right) \times T_D} \quad (mb) \quad (4.2)$$

est un facteur de normalisation qui tient compte de :

- l'épaisseur  $d$  exprimée en  $mg/cm^2$  de la cible<sup>1</sup>,
- du nombre  $N_p$  de protons incidents sur la cible pendant la durée de l'expérience,
- du temps actif  $T_D$  et du facteur de réduction  $S_D$  associés au déclenchement  $D$  considéré.

$N_A$  est le nombre d'Avogadro, et le facteur  $10^{30}$  permet d'exprimer le facteur  $C_D$  en millibarns. Le temps actif  $T_D$  du déclenchement  $D$  est défini comme le rapport entre le nombre  $N_a$  de déclenchements  $D$  traités par l'acquisition (avant réduction) et le nombre  $N_t$  total<sup>2</sup> de déclenchements  $D$ . Pour un déclenchement  $D$  donné, le nombre  $N_D$  d'événements acceptés et écrits sur bande magnétique vaut

$$N_D = \frac{N_a}{S_D}$$

<sup>1</sup>  $N_A \frac{d}{A \times 1000}$  représente le nombre d'atomes de la cible par unité de surface.

<sup>2</sup>  $N_a$  est inférieur à  $N_t$  car l'acquisition peut être "occupée" lorsqu'un déclenchement valide se présente.

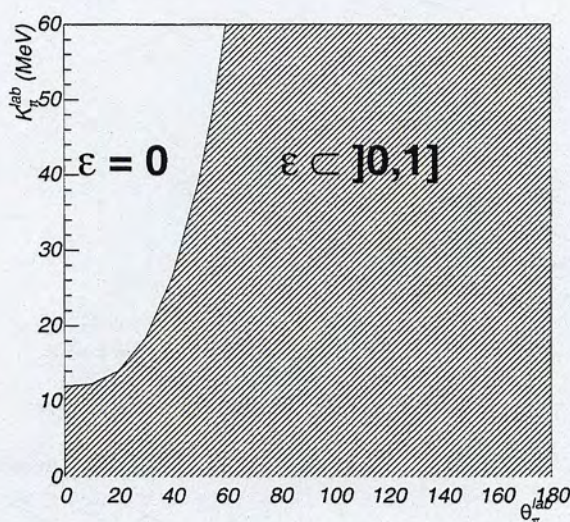


### 4.1.2 Acceptance

Nous entendons par acceptance "la région de l'espace des phases dans laquelle TAPS peut détecter une particule". TAPS ne couvre qu'un domaine limité de l'espace des phases et, compte-tenu de sa structure modulaire en blocs, son acceptance n'est pas homogène et doit être calculée à l'aide de simulations (cf. § suivant). Nous pouvons néanmoins la décrire ici de façon schématique.

Pour les photons, l'acceptance se confond avec l'angle solide : si un photon a son impulsion dirigée vers l'un des modules de TAPS, il est détectable<sup>3</sup> (figure 2.4).

Compte-tenu de la cinématique de la décroissance des pions neutres en deux photons, l'acceptance pour les pions est moins triviale à calculer. Elle est schématisée sur la figure 4.1. Nous constatons qu'il existe un "trou d'acceptance" : un pion d'énergie cinétique



**Fig. 4.1:** *Domaine d'acceptance de TAPS pour la détection des pions neutres, dans la géométrie utilisée au KVI. La courbe  $K_{\pi}(\text{MeV}) = 12 + 10^{-3}\theta_{\pi}^2 + 2 \times 10^{-4}\theta_{\pi}^3$  délimite la région de l'espace des phases dans laquelle TAPS peut mesurer des pions neutres : à gauche de cette courbe, l'acceptance est nulle.*

$K_{\pi}$  n'est détectable que s'il est émis à un angle (exprimé dans le référentiel du laboratoire) supérieur à  $\Theta(K_{\pi})$ . Ainsi, le dispositif expérimental que nous avons utilisé ne permet pas de mesurer les pions très énergétiques qui seraient émis aux angles avant. Cet inconvénient est néanmoins contrebalancé par la très grande efficacité (voir ci-dessous) de ce même dispositif pour des pions émis aux angles arrières, pions qu'il est très intéressant de mesurer précisément car ils sont cinématiquement défavorisés, et sont donc probablement produits par des *processus collectifs*.

### 4.1.3 Efficacité de détection des pions neutres.

La probabilité pour qu'un pion neutre, produit pendant la collision proton-noyau, soit détecté par TAPS est calculée à l'aide d'une simulation[89, 87]. Des pions neutres sont

<sup>3</sup>Dans la limite de l'efficacité intrinsèque du BaF<sub>2</sub> et des caractéristiques de son électronique associée.



générés selon une distribution uniforme en énergie cinétique et en angle  $N_g(K_\pi, \theta_\pi)$  [87]. Les données générées par la simulation ont, par construction, le même format que les données expérimentales. Nous pouvons donc, après avoir identifié les événements vérifiant la condition de déclenchement  $D$ , les analyser de façon identique aux données. Lorsqu'une paire de photons satisfait les conditions d'identification d'un pion neutre (cf. tableau 3.2<sup>4</sup>), le spectre  $N_d^D(K_\pi, \theta_\pi)$  correspondant est construit.

L'efficacité de détection est calculée comme le rapport de la distribution des pions détectés sur la distribution des pions générés (cf. figure 4.2) :

$$\epsilon^D(K_\pi, \theta_\pi) = \frac{N_d^D(K_\pi, \theta_\pi)}{N_g(K_\pi, \theta_\pi)} \quad (4.3)$$

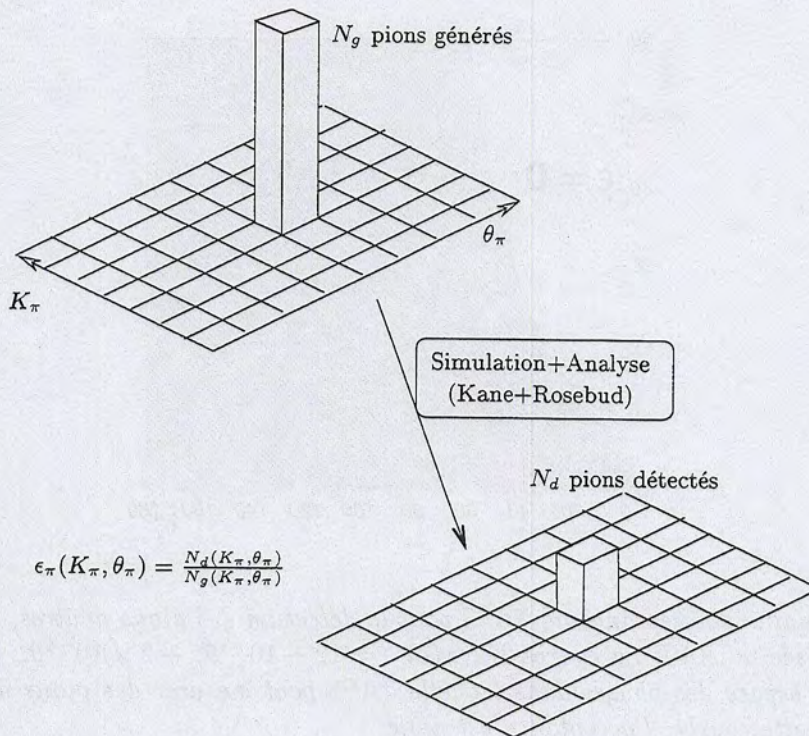


Fig. 4.2: L'efficacité de détection des pions neutres par TAPS est déterminée par une analyse Rosebud (identique à l'analyse des données expérimentales, cf. annexe 5.7) de données simulées par Kane[87]. Le plan de l'espace des phases  $(K_\pi, \theta_\pi)$  est divisé en parcelles. Dans chacune de ces parcelles nous générons  $N_g$  pions. Après analyse, nous "détectons", pour une condition de déclenchement  $D$  donnée, dans chaque parcelle, un nombre  $N_d^D$  de pions. L'efficacité, pour chaque parcelle, est définie comme le rapport de ces deux nombres.

Ce calcul d'efficacité inclut donc, par construction, l'acceptance, l'efficacité de reconstruction de la gerbe électromagnétique, les pertes d'énergie par les faces arrière et avant

<sup>4</sup>La masse invariante calculée est multipliée par un facteur qui vaut 1.12 pour les données et 1.076 pour les simulations. La différence est due au fait que l'efficacité de scintillation pour les muons -qui servent à la calibration des modules de BaF<sub>2</sub>- n'est pas la même que pour les photons (cf. § 3.1.1).



des détecteurs, ainsi que l'efficacité d'identification des gerbes. Seule l'analyse de la forme du signal manque. En effet GEANT n'est pas en mesure de fournir cette information car le phénomène de scintillation n'est pas inclus. Néanmoins cela n'est pas gênant dans notre cas car l'efficacité d'identification des photons à l'aide de la forme de l'impulsion (cf. § 3.2) est supérieure à 99% dans la gamme d'énergie d'intérêt ( $E_\gamma > 30$  MeV).

La disposition des blocs TAPS utilisée au KVI entraîne une grande variation de l'efficacité dans la fenêtre d'acceptance (cf. tableau 4.1). Il est dans ce cas difficile d'obtenir un nombre d'événements détectés après simulation qui soit suffisamment grand pour considérer que l'erreur statistique liée à la détermination de l'efficacité  $\epsilon(K_\pi, \theta_\pi)$  est négligeable par rapport aux sources d'erreurs expérimentales (voir plus loin). En effet, si l'on génère  $N_g$  pions uniformément répartis dans le plan  $(K_\pi, \theta_\pi)$  pour  $K_\pi \in [0, 60]$  MeV et  $\theta_\pi \in [0, 180]$  degrés, près de 70% des  $N_d$  pions détectés le seront dans la zone  $\theta_\pi \geq 120$  degrés par exemple, laissant donc des zones de l'espace des phases où le nombre de pions détectés est très faible.

Pour résoudre ce problème, nous avons découpé le plan  $(K_\pi, \theta_\pi)$  en 8 zones de taille  $\Delta K_\pi \times \Delta \theta_\pi$  au sein desquelles l'efficacité ne subit pas de grosses variations, et effectué 8 simulations distinctes dans lesquelles le nombre d'événements *détectés* était d'environ 50.000 événements, c'est-à-dire que l'erreur relative globale dans chaque zone est de  $4,5 \times 10^{-3}$ .

L'efficacité ainsi calculée est représentée sur la figure 4.3.

Par la suite, nous présenterons les données avec une résolution typique de  $\delta K_\pi = 2,5$  MeV et  $\delta \theta_\pi = 6^\circ$ . Pour calculer l'erreur sur l'efficacité dans la cellule de taille  $\delta K_\pi \times \delta \theta_\pi$  nous considérons que les 50.000 événements sont uniformément distribués sur les  $\frac{\Delta K_\pi \times \Delta \theta_\pi}{\delta K_\pi \times \delta \theta_\pi}$  cellules. Dans notre cas où typiquement  $\Delta K_\pi = 20$  MeV et  $\Delta \theta_\pi = 90^\circ$  (cf. tableau 4.1) l'erreur relative vaut donc en moyenne  $\frac{\sqrt{N}}{N} \simeq 5\%$  où  $N = 417$  événements.

**Tab. 4.1:** Efficacités moyennes de détection des pions neutres dans différentes zones du plan  $(K_\pi, \theta_\pi)$ , pour la condition de déclenchement MINBIAS PION, et pour une distribution initiale générée  $N_g(K_\pi, \theta_\pi)$  uniforme. Noter les fortes variations d'une zone à l'autre.

$\Delta K_\pi$	$\Delta \theta_\pi = [0, 90]^\circ$	$\Delta \theta_\pi = [90, 180]^\circ$
[40, 60]	$2,908 \pm 0,014 \times 10^{-3}$	$4,267 \pm 0,019 \times 10^{-2}$
[25, 40]	$4,452 \pm 0,021 \times 10^{-3}$	$4,168 \pm 0,018 \times 10^{-2}$
[5, 25]	$15,410 \pm 0,069 \times 10^{-3}$	$4,787 \pm 0,021 \times 10^{-2}$
[0, 5]	$39,15 \pm 0,17 \times 10^{-3}$	$6,053 \pm 0,025 \times 10^{-2}$

#### 4.1.4 Sources d'erreurs

La section efficace  $\sigma_\pi^{acc}$  de production des pions, estimée dans la fenêtre d'acceptance de TAPS, est calculée comme :

$$\sigma_\pi^{acc} = C_D \times N_\pi^{acc}$$

d'où son erreur relative :



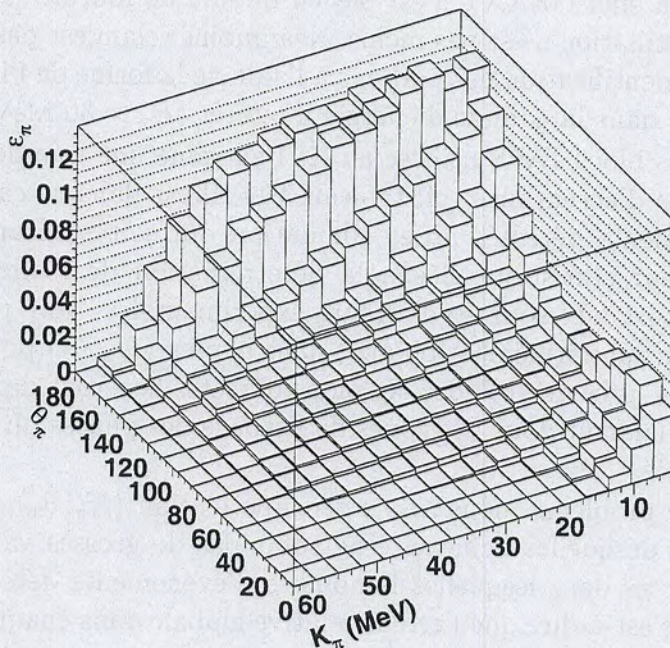


Fig. 4.3: Distribution de l'efficacité  $\epsilon_\pi(K_\pi, \theta_\pi)$  de détection des pions neutres par TAPS, calculée à partir de données simulées, pour le déclenchement MINBIAS PION.

$$\frac{\Delta \sigma_\pi^{acc}}{\sigma_\pi^{acc}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \mathcal{C}_D}{\mathcal{C}_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\pi^{acc}}{N_\pi^{acc}}\right)^2}$$

où  $N_\pi^{acc}$  est le nombre de pions détectés, corrigé par l'efficacité doublement différentielle  $\epsilon(K_\pi, \theta_\pi)$ . L'erreur sur  $N_\pi^{acc}$  est la composition de deux erreurs statistiques ( le nombre -avant correction- de pions détectés et le nombre de pions simulés) et d'une erreur systématique (traduisant dans quelle mesure l'efficacité calculée dépend du type de simulation réalisée) :

- l'erreur statistique liée au nombre de pions détectés est inférieure à  $3 \times 10^{-3}$  car nous avons détecté, au minimum, 188.000 pions neutres par cible (cf. tableau 4.2),
- l'erreur statistique liée au nombre de pions simulés a été estimée à 5% (cf. § 4.1.3),
- l'erreur systématique liée à la méthode de calcul de l'efficacité est plus difficile à estimer. Néanmoins le fait de prendre comme distribution initiale une distribution uniforme minimise la dépendance de la simulation avec la génération des événements, et nous supposons que l'erreur systématique est négligeable.

D'où :

$$\frac{\Delta N_\pi^{acc}}{N_\pi^{acc}} \simeq 5\%$$

L'erreur relative sur le facteur de normalisation  $\mathcal{C}_D$ , permettant de passer d'un nombre d'événements détectés à une section efficace (cf. equation 4.1) vaut :



$$\frac{\Delta C_D}{C_D} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_p}{N_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_D}{T_D}\right)^2}$$

où :

- le nombre  $N_p$  de protons ayant frappé la cible est obtenu grâce à une mesure du courant par une cage de Faraday, dont l'erreur relative a été estimée à 10%.
- la tolérance sur l'épaisseur  $d$  de la cible est de 0.1 mg/cm<sup>2</sup>, c'est-à-dire que l'erreur relative maximale est de 2% (pour la cible de tungstène de 5.0 mg/cm<sup>2</sup>).
- Le temps mort  $(1-T_D)$  d'un déclenchement  $D$  est calculé en faisant le rapport de deux grands entiers (cf. § 4.1.1) qui sont typiquement supérieurs à 10<sup>6</sup>. L'erreur relative sur le temps mort est donc de l'ordre du pour mille et sera négligée.

D'où :

$$\frac{\Delta C_D}{C_D} \simeq 10,2\%$$

En résumé :

$$\frac{\Delta \sigma_{\pi}^{acc}}{\sigma_{\pi}^{acc}} = \sqrt{0,102^2 + 0,05^2} \simeq 11\%$$

## 4.2 Sections efficaces différentielles des pions

Pour calculer la section efficace doublement différentielle de production des pions (dans le domaine d'acceptance de TAPS), nous devons compter le nombre de pions neutres que nous avons détecté. Pour cela, nous comptons le nombre de paire de photons dont la masse invariante est comprise entre 90 et 150 MeV (et dont chaque photon satisfait en outre les conditions du tableau 3.2)

Chaque pion, d'énergie  $K_{\pi}$  et d'angle polaire  $\theta_{\pi}$ , se voit attribué un poids statistique (cf. équation 4.1) qui dépend de son angle et de son énergie cinétique :

$$w = \frac{C_D}{\epsilon_{\pi}^{acc}(K_{\pi}, \theta_{\pi})}$$

Nous construisons ainsi la section efficace doublement différentielle de production des pions neutres. La distribution obtenue pour la réaction p+W à 190 MeV est présentée sur la figure 4.4 : nous observons l'effet d'acceptance mis en évidence dans les simulations (figure 4.1), et nous constatons que la majeure partie des pions mesurés sont émis (dans le référentiel du laboratoire) autour de 90 degrés, avec une énergie cinétique faible (10-15 MeV). Les sections efficaces doublement différentielles mesurées pour les 3 autres cibles (C, Ca et Ni) présentent les mêmes caractéristiques globales.

L'intégration de ces sections efficaces doublement différentielles, par rapport aux deux variables énergie et angle nous donne les *sections efficaces mesurées dans le domaine d'acceptance de TAPS* (cf. tableau 4.2).

Si nous intégrons maintenant uniquement par rapport à l'énergie cinétique (pour  $K_{\pi} \in [0,60]$  MeV), nous obtenons les distributions angulaires (figure 4.5) des pions neutres, pour les différentes cibles étudiées. En-dessous de 60 degrés, la chute de la section efficace est un *artefact* lié au fait que l'acceptance du détecteur est nulle dans la région des petits angles



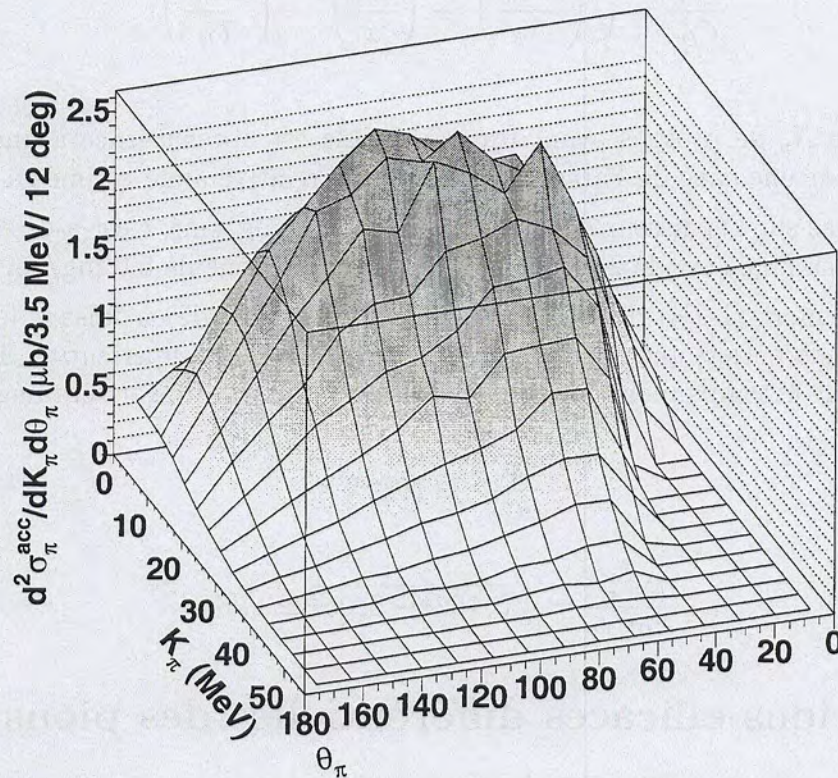


Fig. 4.4: Distribution  $d^2\sigma_\pi^{\text{acc}}/dK_\pi d\theta_\pi$  des pions neutres mesurés dans la réaction  $p+W$  à 190 MeV. L'énergie et l'angle des pions sont exprimés dans le référentiel du laboratoire. La section efficace est celle mesurée dans l'acceptance de TAPS. La plupart des pions sont émis autour de  $90^\circ$  et ont une énergie cinétique faible (autour de 10 MeV). Le fait qu'il n'y ait pas de pions pour des angles inférieurs à  $60^\circ$  et des énergies supérieures à 12 MeV est dû à un effet d'acceptance (cf. figure 4.1).

Tab. 4.2: Sections efficaces  $\sigma_\pi^{\text{acc}}$  mesurées (dans le domaine d'acceptance de TAPS) pour les réactions  $p+(C, \text{Ca}, \text{Ni}, \text{W})$  à 190 MeV, et les quantités utilisées pour leur détermination :  $C_D$  est le facteur de normalisation, en mb, tenant compte de l'épaisseur de la cible, du nombre de protons incidents pendant la durée de l'expérience, ainsi que du temps de vie et du facteur de réduction du déclenchement considéré (qui est ici MINBIAS PION).  $N_\pi^{\text{brut}}$  est le nombre de pions que nous avons détectés.  $N_\pi^{\text{acc}}$  est le nombre de pions, corrigé par l'efficacité doublement différentielle  $\epsilon(K_\pi, \theta_\pi)$ . Les erreurs relatives associées (dont la détermination est décrite dans le texte) sont indiquées entre crochets.

		C	Ca	Ni	W
$C_D \times 10^6$ ( $\mu\text{b}$ )	[10,2%]	1,43	10,19	2,37	12,33
$N_\pi^{\text{brut}} \times 10^{-5}$	$[\sqrt{N}/N]$	2,82	1,88	9,32	3,99
$N_\pi^{\text{acc}} \times 10^{-6}$	[5%]	8,35	5,76	28,15	12,20
$\sigma_\pi^{\text{acc}} = C_D \times N_\pi^{\text{acc}}$ ( $\mu\text{b}$ )	[11%]	12	59	67	150



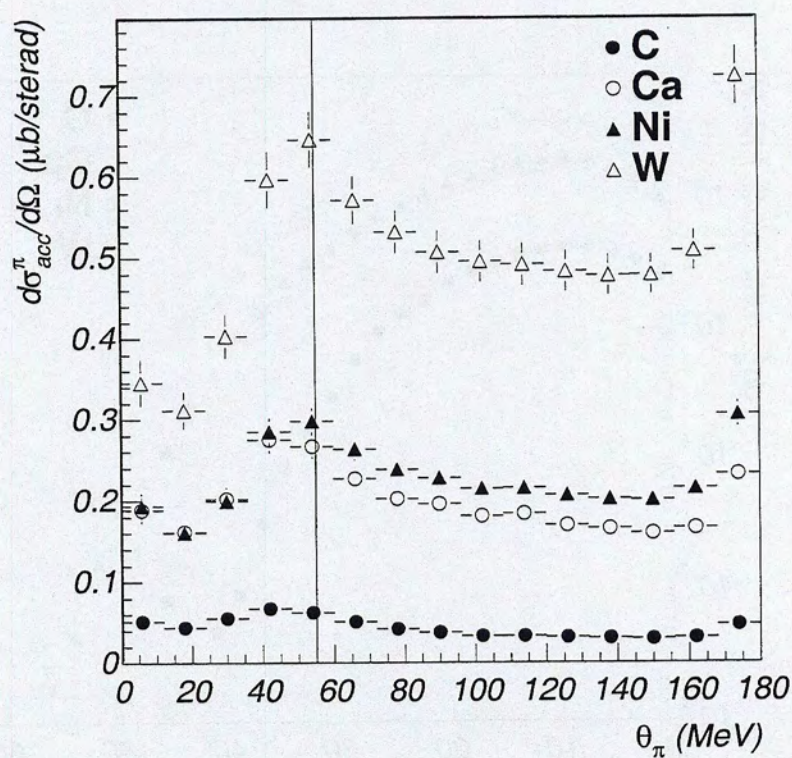


Fig. 4.5: Distributions angulaires, déterminées dans le domaine d'acceptance de TAPS, des pions neutres mesurés dans les réactions  $p+C$  (cercles pleins),  $p+Ca$  (cercles),  $p+Ni$  (triangles pleins) et  $p+W$  (triangles), à 190 MeV. La ligne verticale indique l'angle limite en-deçà duquel l'acceptance dépend fortement de l'énergie du pion (cf. figure 4.1).



et des grandes énergies de pion (cf. figure 4.1), et nous ne pouvons donc rien conclure quant à la distribution angulaire des pions dans ce domaine d'angle, *pour cette gamme en énergie (0-60 MeV)*. En revanche, dans la gamme d'angles allant de 60 à 180 degrés, l'acceptance est non nulle sur toute la gamme en énergie et les données présentées sur la figure 4.5 sont donc peu entâchées par des effets d'acceptance. Nous remarquons que les 4 distributions sont similaires, continuellement décroissantes lorsque l'angle augmente, et ordonnées selon A, c'est-à-dire qu'il y a d'autant plus de pions produits que le noyau cible est lourd.

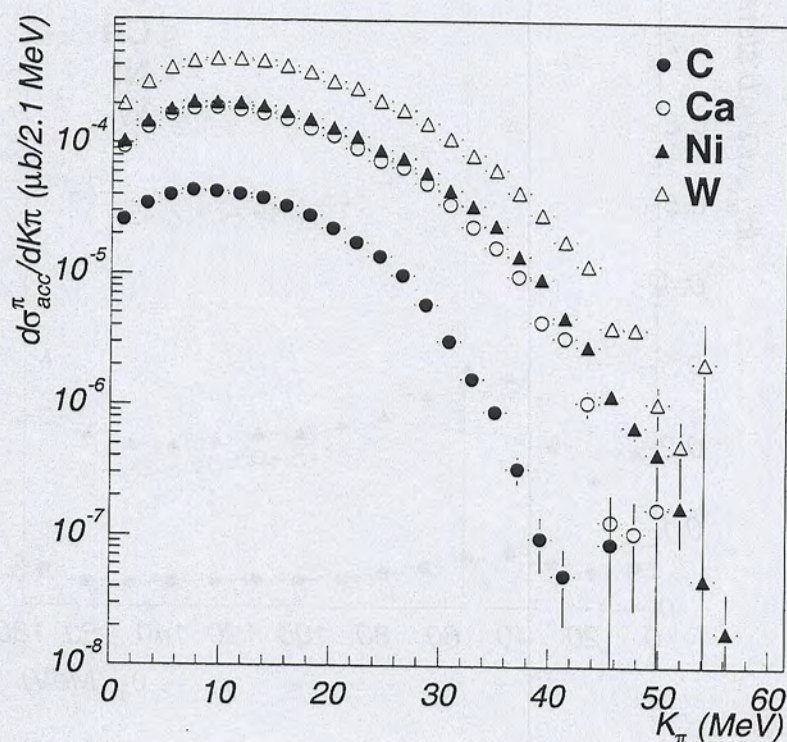


Fig. 4.6: Spectres en énergie, déterminés dans l'acceptance de TAPS, des pions neutres mesurés dans les réactions  $p+C$  (cercles pleins),  $p+Ca$  (cercles),  $p+Ni$  (triangles pleins) et  $p+W$  (triangles), à 190 MeV.

L'intégration de la section efficace doublement différentielle  $d\sigma_{\pi}/dK_{\pi}d\theta$  par rapport à l'angle conduit quant à elle aux spectres en énergie des pions, présentés sur la figure 4.6. Les observations faites à propos des distributions angulaires s'appliquent également à ces distributions en énergie.

Une étude plus détaillée des distributions en énergie et en angle sera présentée au chapitre suivant.

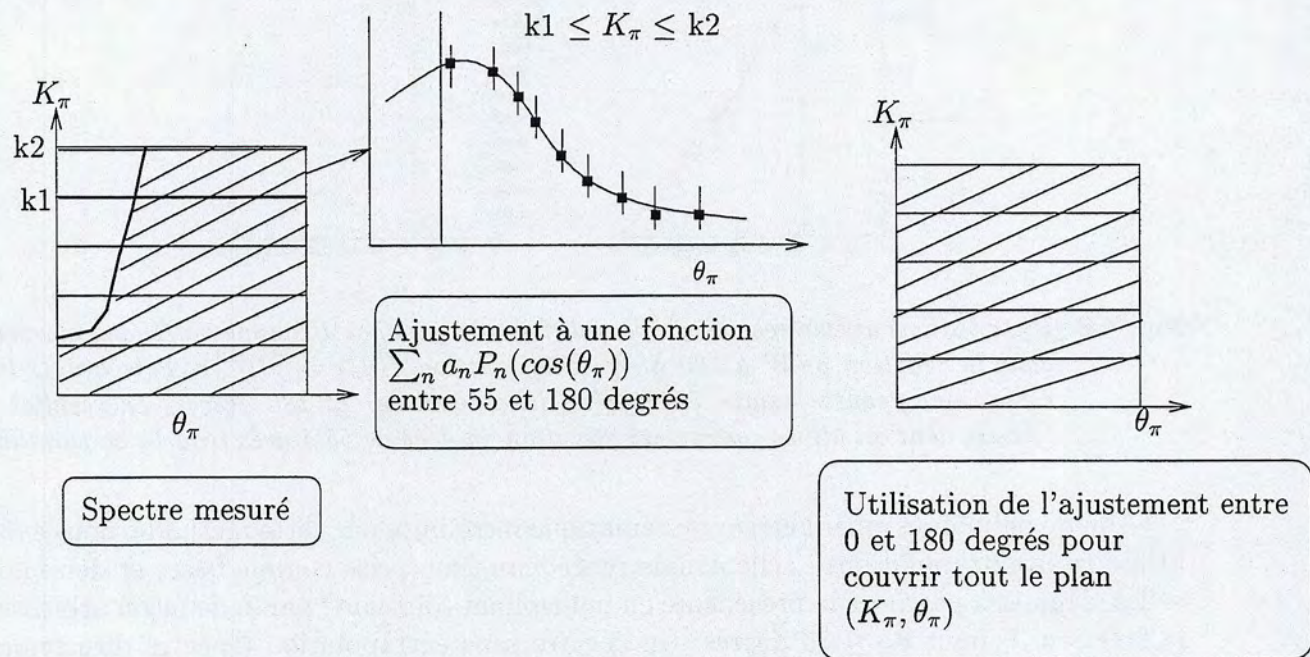


### 4.3 Sections efficaces totales de production des $\pi^0$

Pour calculer les sections efficaces *totales* de production des pions neutres, nous devons *extrapoler* nos résultats *mesurés dans un angle solide restreint* à la *totalité* de l'angle solide. Nous expliquons ici comment cette extrapolation est menée, et comment elle nous permet de déterminer une efficacité *totale* (à opposer à l'efficacité différentielle calculée au § 4.1.3) et l'erreur associée.

#### 4.3.1 Extrapolation des données

Nous pourrions obtenir une section efficace doublement différentielle valable dans tout l'angle solide à l'aide d'un calcul théorique qui décrit la production des particules sous le seuil (cf. premier chapitre). Néanmoins, nous verrons au chapitre suivant que les modèles ne sont pas très satisfaisants. Nous avons choisi une approche plus pragmatique. La distribution de la section efficace doublement différentielle mesurée dans la fenêtre d'acceptance est projetée sur l'axe de l'angle polaire, et ce pour différentes gammes d'énergies (cf. figure 4.7).



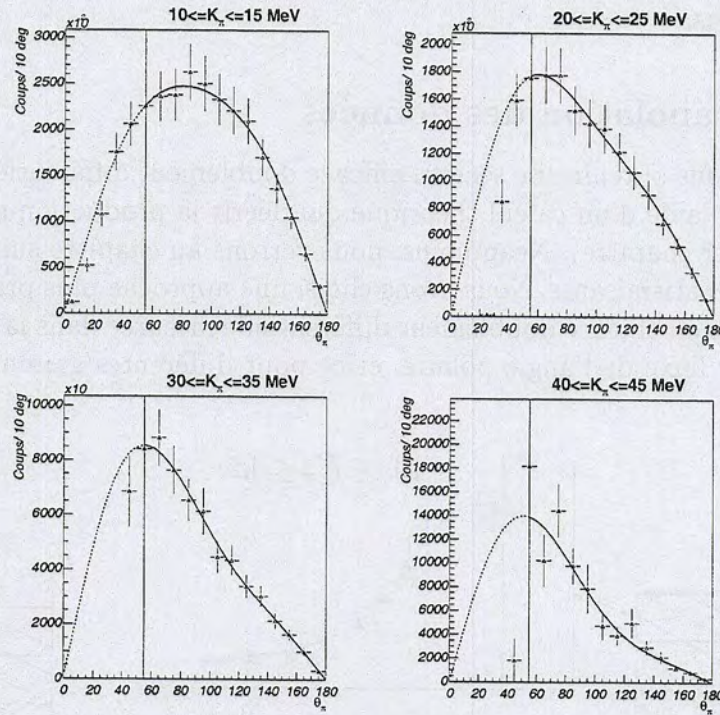
**Fig. 4.7:** Méthode d'extrapolation du spectre  $d^2\sigma_\pi^{acc}/dK_\pi d\theta_\pi$  mesuré à la totalité de l'angle solide. Pour différentes gammes en énergie des  $\pi^0$ , les distributions angulaires sont ajustées à une fonction  $f(\theta_\pi) = \sum_{n=0}^{n=2} a_n P_n(\cos(\theta_\pi))$  entre 55 et 180 degrés. L'ajustement est ensuite extrapolé à 0° pour créer un nouveau spectre de section efficace différentielle. Les zones hachurées représentent les domaines considérés.

A chacune de ces distributions angulaires nous ajustons une fonction

$$\mathcal{F}(\theta_\pi) = \sum_{n=0}^{n=2} a_n P_n(\cos(\theta_\pi))$$



pour  $55^\circ \leq \theta_\pi \leq 180^\circ$  (le choix de 55 degrés est dicté par la forme de l'acceptance).  $P_n$  est ici le polynôme de Legendre<sup>5</sup> d'ordre  $n$ . Pour chaque gamme d'énergie, nous déterminons les trois paramètres  $a_0, a_1, a_2$  et les utilisons pour extrapoler  $\mathcal{F}(\theta_\pi)$  à  $0^\circ$  (figure 4.8). Ces distributions angulaires ajustées nous permettent de définir un nouveau spectre de la section efficace doublement différentielle, défini sur tout l'espace de phase.



**Fig. 4.8:** Distributions angulaires des  $\pi^0$ , pour différentes gammes d'énergie cinétique, mesurées dans la réaction  $p+W$  à 190 MeV. Une fonction  $f(\theta_\pi) = \sum_{n=0}^{n=2} a_n P_n(\cos(\theta_\pi))$  leur est ajustée (courbe) entre 55 degrés (ligne verticale) et 180 degrés. Le résultat de l'ajustement est utilisé comme extrapolation en-deçà de 55 degrés (courbe en pointillé).

Afin de pouvoir estimer l'erreur systématique introduite par cette méthode, nous avons utilisé trois extrapolations : celle définie précédemment (prise comme base) et deux nouvelles, définies à partir de la précédente en multipliant (divisant) par 2, de façon arbitraire, la fonction  $\mathcal{F}$  pour  $\theta_\pi \leq 55$  degrés. Un spectre sans extrapolation (spectre directement mesuré) a également été utilisé.

Il est également intéressant de noter que les distributions angulaires sont d'autant plus piquées à l'avant (dans le référentiel du laboratoire) que les pions sont énergétiques. Cette observation est en accord avec l'observation effectuée dans les réactions  $p+^{58,64}\text{Ni}$  à 201 MeV[35, 30].

### 4.3.2 Calcul de l'efficacité totale

Les différents spectres extrapolés sont ensuite utilisés comme données initiales pour le programme de simulation[87], c'est-à-dire que les événements simulés seront distribués

<sup>5</sup> $P_0(x) = 1$ ,  $P_1(x) = x$  et  $P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$



selon les formes de ces spectres. Comme pour le calcul d'efficacité présenté au § 4.1.3, les données simulées sont analysées de façon similaire aux données, et le rapport entre le nombre d'événements générés et le nombre d'événements détectés nous donne l'efficacité. Les résultats obtenus pour deux cibles différentes sont résumés dans le tableau 4.3. Il est

**Tab. 4.3:** Efficacités totales de détection d'un pion neutre, selon les différentes hypothèses sur les sections efficaces différentielles à  $4\pi$ .

	W (%)	Ni (%)	Ca (%)
pas d'extrapolation	2,66	2,72	2,73
extrapolation de base	<b>2,59</b>	<b>2,51</b>	<b>2,59</b>
base x 2	2,45	2,41	2,54
base / 2	2,65	2,65	2,53

intéressant de noter que c'est l'hypothèse la plus "raisonnable" (extrapolation de base) qui est la moins sensible au changement de cible. Si, indifféremment de la cible, nous voulons extraire une valeur unique de l'efficacité totale de détection d'un pion neutre, nous avons :

$$\epsilon_{\pi^0}^{totale} = 2,56^{+0,17}_{-0,15} \% \quad (4.4)$$

L'erreur sur la détermination de l'efficacité totale est donc au maximum de 7%.

### 4.3.3 Sections efficaces totales

Connaissant l'efficacité totale de détection,  $\epsilon_{\pi}^{totale}$ , la section efficace totale de production des pions est calculée comme (cf. equation 4.1) :

$$\sigma_{\pi}^D = C_D \times \frac{1}{\epsilon_{\pi}^{totale}(D)} \times N_{\pi} \quad (4.5)$$

où  $N_{\pi}$  est le nombre de pions détectés, et  $D$  est le déclenchement choisi pour cette étude, à savoir MINBIAS PION. L'erreur est ici calculée à partir des erreurs relatives de  $C_D$  (10,2%) et de  $\epsilon_{\pi}^{totale}$  (7%) et vaut donc 12%. Ces sections efficaces (tableau 4.4) sont compatibles avec celles mesurées à 180 et 201 MeV (tableau 4.5).

**Tab. 4.4:** Sections efficaces totales de production des pions neutres mesurées dans les réactions  $p+(C,Ca,Ni,W)$  à 190 MeV. L'erreur globale est de 12%.

Réaction	$\sigma_{\pi^0} (\mu b)$
C(p, $\pi^0$ )X	16
Ca(p, $\pi^0$ )X	75
Ni(p, $\pi^0$ )X	86
W(p, $\pi^0$ )X	192



**Tab. 4.5:** Sections efficaces de production des pions dans les réactions  $p+A$  à 180, 190 et 201 MeV, exprimées en  $\mu\text{b}$ . Nos données sont indiquées en gras.

	$^{12}\text{C}$		$^{58}\text{Ni}$		$^{64}\text{Ni}$
$T_p$	$\pi^+$	$\pi^0$	$\pi^+$	$\pi^0$	$\pi^+$
180	$4 \pm 1[31]$				
190		<b><math>16 \pm 2</math></b>		<b><math>86 \pm 10</math></b>	
201	$63 \pm 7[31]$	$70 \pm 7[65]$	$200 \pm 10[35]$	$282 \pm 28[65]$	$170 \pm 8[35]$

## 4.4 Sections efficaces de production des photons

La production des photons durs dans les collisions proton-noyau aux énergies intermédiaires ont été étudiées pour des énergies incidentes allant de 72 à 201 MeV[90, 91, 92] avec des détecteurs ne permettant pas l'identification des pions neutres. Sans mesure concomitante des  $\pi^0$  les expériences menées jusqu'ici n'ont pas pu estimer précisément l'importance de la contribution des photons issus des pions dans le spectre global des photons mesurés.

En revanche, puisqu'avec TAPS nous mesurons, au cours de la même expérience, les photons *et* les pions neutres, nous pouvons utiliser les pions mesurés pour soustraire leur contribution du spectre des photons.

### 4.4.1 Efficacité $\gamma$

Pour les pions neutres, comme nous venons de le présenter, nous avons calculé deux efficacités distinctes :

- une efficacité *différentielle*  $\epsilon(K_\pi, \theta_\pi)$  qui nous a permis de corriger nos spectres mesurés, dans le domaine d'acceptance de TAPS.
- une efficacité *totale*  $\epsilon_{\pi^0}^{\text{totale}}$  qui nous a permis de calculer les sections efficaces totales de production des pions neutres.

Pour les photons, nous n'allons calculer qu'une seule efficacité, l'efficacité *totale*. En effet, l'efficacité différentielle ne sert qu'à présenter des spectres dans le domaine d'acceptance de TAPS, ce que nous n'allons pas faire pour les photons. Notons cependant, pour information, que cette efficacité différentielle est moins difficile à calculer que dans le cas des pions parce qu'elle est essentiellement indépendante de l'énergie des photons, et sa dépendance angulaire est celle de l'acceptance.

L'efficacité totale  $\epsilon_\gamma$  est calculée à l'aide de simulations[87] :  $N_\gamma^g$  photons sont générés selon une distribution  $N_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)$ . Après analyse du résultat des simulations, les  $N_\gamma^d$  photons "détectés" permettent de définir l'efficacité

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma^d}{N_\gamma^g}$$

Deux distributions  $N_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)$  distinctes, basées sur deux paramétrisations différentes de la section efficace différentielle de production des photons (exprimées ici dans le centre de masse nucléon-nucléon -c.d.m. NN), ont été utilisées.



1. Tout d'abord, en nous inspirant de la paramétrisation[92] :

$$\left( \frac{d^2\sigma_\gamma}{dEd\Omega} \right)_{c.d.m.NN} = \frac{(E_{max} - E)^\lambda}{E_{max}E} \times G(\theta) \quad (4.6)$$

où

$$G(\theta) = g_1 \sin^2 \theta + g_2$$

nous avons considéré  $\lambda$ ,  $E_{max}$ ,  $g_1$  et  $g_2$  comme des paramètres *libres* et déterminé un jeu de ces paramètres qui puisse décrire (une fois la simulation effectuée, c'est-à-dire après convolution par la fonction de réponse du détecteur) raisonnablement nos données. Nous avons utilisé  $\lambda = 2$ ,  $E_{max} = 189$  MeV,  $g_1 = 0,6$  et  $g_2 = 0,4$ .

2. La distribution précédente ne reproduisant que moyennement bien les spectres en énergie mesurés, nous avons également testé une deuxième distribution :

$$\left( \frac{d^2\sigma_\gamma}{dEd\Omega} \right)_{c.d.m.NN} = \exp \left( -\frac{(E - a)^2}{2\sigma_E^2} \right) \times G(\theta) \quad (4.7)$$

qui nous a permis d'améliorer l'accord entre nos données et les résultats des simulations.  $a = -12$  MeV et  $\sigma_E = 76$  MeV.

Les efficacités calculées valent  $\epsilon_\gamma = 12,6\%$  et  $\epsilon_\gamma = 12,3\%$  pour les deux distributions ci-dessus.

Le faible écart entre ces deux valeurs peut s'expliquer par le fait que l'efficacité de TAPS aux photons est essentiellement gouvernée par l'angle solide. Or, les deux distributions choisies ont la même dépendance angulaire, d'où les deux valeurs voisines de l'efficacité calculée. Nous utiliserons la valeur  $\epsilon_\gamma = 12,3\%$  puisque la deuxième distribution reproduit mieux nos données.

L'erreur statistique sur cette valeur est de l'ordre du pour cent. L'erreur systématique, encore une fois, n'est pas triviale à estimer. La détermination de cette valeur dépend de la distribution  $N_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)$  utilisée. Mais il faut aussi que cette même distribution génère des événements qui, une fois filtrés par la fonction de réponse du détecteur, soient en accord avec les données, c'est-à-dire que la distribution choisie ne peut pas être "très éloignée" de la distribution vraie. Si les simulations ne reproduisent pas les données, l'efficacité calculée est plus que probablement *erronée*. En revanche, si les résultats des simulations reproduisent les données, comme c'est le cas ici, l'efficacité est tout au moins *acceptable* sinon *exacte*. La précision de la comparaison entre les données et les simulations est estimée à 20%, que nous prenons comme valeur de l'erreur relative sur l'efficacité totale  $\epsilon_\gamma$  calculée.

#### 4.4.2 Soustraction

Les photons (mesurés ou simulés) sont identifiés de la façon décrite au § 3.4.1 et sont filtrés pour éliminer la contamination due aux rayons cosmiques par la coupure numéro 3 (§ 3.4.1).

- Le spectre des photons provenant des pions neutres est calculé à l'aide d'une simulation[87] utilisant l'extrapolation de base construite pour estimer l'efficacité totale  $\pi^0$  (§ 4.3.1).



Précisons une nouvelle fois que les données simulées sont analysées par le même programme que les données expérimentales. Le spectre de photons obtenu est normalisé à  $\sigma_{2\gamma} = 2 \times \sigma_{\pi^0}^{totale}$  (cf. tableau 4.4). L'erreur relative sur la section efficace des photons provenant des pions vaut :

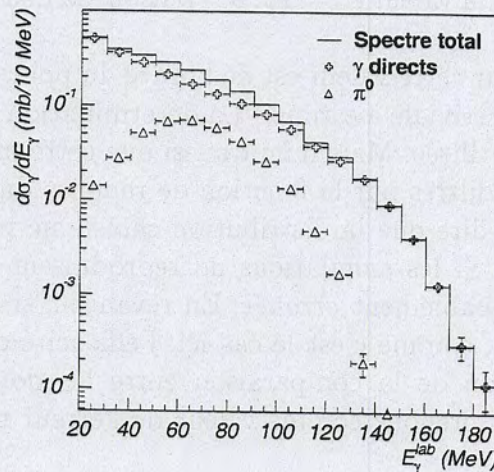
$$\frac{\Delta\sigma_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma}} = \frac{\Delta\sigma_{\pi^0}^{totale}}{\sigma_{\pi^0}^{totale}} \simeq 12\%$$

- Le spectre des photons mesurés est normalisé en utilisant l'efficacité  $\epsilon_\gamma = 12,3\%$  calculée ci-dessus et le facteur  $C_D$  où le déclenchement  $D$  utilisé ici est NEUTRAL LOW. L'estimation de l'erreur relative sur  $C_D$  reste valable (10,2%). L'erreur sur l'efficacité photon a été prise égale à 20%. L'erreur globale sur la section efficace totale de production des photons est donc estimée à :

$$\frac{\Delta\sigma_\gamma^{total}}{\sigma_\gamma^{total}} = \sqrt{0,102^2 + 0,2^2} \simeq 23\%$$

La soustraction (figure 4.9) des deux spectres précédents donne le spectre des *photons directs* produits dans les réactions proton-noyau (figure 4.10). L'erreur sur la section efficace  $\sigma_\gamma^{direct}$  des photons directs vaut :

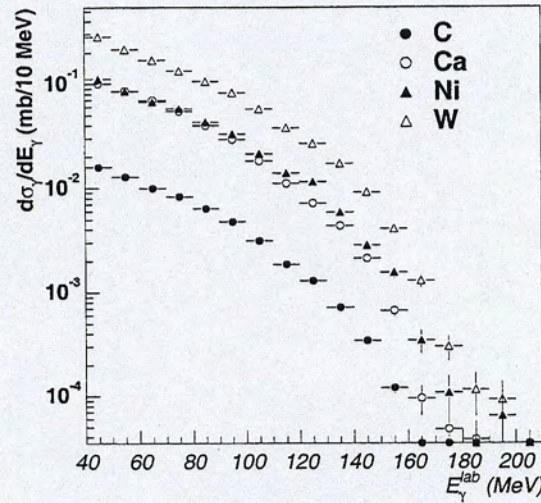
$$\Delta\sigma_\gamma^{direct} = \sqrt{(\Delta\sigma_{2\gamma})^2 + (\Delta\sigma_\gamma^{total})^2}$$



**Fig. 4.9:** Illustration de la soustraction de la contribution des photons provenant des  $\pi^0$  (triangles) du spectre total (histogramme) des photons mesurés. La différence entre ces deux spectres (total moins pion) donne le spectre des photons directs (croix).

Les sections efficaces avant et après soustraction sont résumées dans le tableau 4.6. Comparée à d'autres mesures de production de photons dans les collisions proton-noyau[92]





**Fig. 4.10:** Spectres en énergie des photons directs mesurés dans les réactions  $p+(C,Ca,Ni,W)$  à 190 MeV. La contribution des photons issus de la décroissance des pions neutres a été soustraite.

qui peuvent uniquement estimer la contribution des pions neutres dans la section efficace totale, la méthode employée ici nous permet d'obtenir un spectre en énergie de photons directs. Ce spectre en énergie peut alors être directement comparé aux spectres calculés par des modèles, comme nous le faisons dans le chapitre suivant.

**Tab. 4.6:** Sections efficaces  $\sigma_{\gamma}^{direct}$  de production des photons directs dans les réactions  $p+(C,Ca,Ni,W)$  à 190 MeV. Sont également indiquées les sections efficaces  $\sigma_{\gamma}^{total}$  comptant tous les photons mesurés et  $\sigma_{2\gamma}$  indiquant la contribution des pions neutres au spectre total. Elles sont exprimées en  $\mu b$ .

	W	Ni	Ca	C
$\sigma_{\gamma}^{direct}$	$1138 \pm 341$	$453 \pm 140$	$423 \pm 128$	$65 \pm 21$
$\sigma_{\gamma}^{total}$	$1473 \pm 339$	$603 \pm 139$	$554 \pm 127$	$93 \pm 21$
$\sigma_{2\gamma}$	$335 \pm 40$	$150 \pm 18$	$131 \pm 16$	$28 \pm 3$



## Chapitre 5

### Discussion des résultats

#### Sommaire

---

5.1	Énergie disponible . . . . .	88
5.2	Dépendance avec la masse de la cible . . . . .	90
5.3	Les photons directs sous le seuil . . . . .	91
5.4	Modèle géométrique . . . . .	92
5.5	Les pions neutres . . . . .	94
5.6	Comparaison avec le modèle DCM . . . . .	98
5.6.1	Présentation du modèle . . . . .	98
5.6.2	Sections efficaces totales . . . . .	99
5.6.3	Distributions en énergie des pions . . . . .	100
5.6.4	Évolution avec la masse de la cible . . . . .	100
5.6.5	Les photons . . . . .	101
5.6.6	Résumé . . . . .	103
5.7	Les photons directs au-dessus du seuil . . . . .	103

---



Au chapitre précédent, nous avons présenté les données brutes, telles que les sections efficaces mesurées de production des pions neutres et des photons durs produits dans les réactions  $p+(C,Ca,Ni,W)$  à 190 MeV. Dans ce chapitre nous allons analyser ces données et rechercher des tendances, en particulier en fonction de la masse de la cible, afin de localiser l'origine des photons et des pions produits sous le seuil. Nous comparerons également nos données avec les prédictions d'un modèle de cascade intranucléaire, DCM.

## 5.1 Énergie disponible

Nous avons vu au premier chapitre que, près du seuil, la section efficace de production des pions dépend très fortement de l'énergie disponible dans la réaction. Cette énergie disponible, dans une réaction  $p+A$  à une énergie incidente donnée, *dépend de la masse du noyau cible*.

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus avec nos quatres cibles, nous allons calculer l'énergie disponible dans chaque cas, et normaliser l'énergie des pions mesurée par rapport à cette quantité.

Dans une réaction entre un proton d'énergie cinétique incidente  $K_p$  et un noyau de masse  $A$ , l'énergie cinétique maximum  $K_{max}^\pi$  qui peut être emportée par un pion est calculée en supposant que le proton et le noyau cible fusionnent pour donner un noyau de masse  $A+1$  (au repos<sup>1</sup>).

$$\begin{aligned} K_{max}^\pi &= \sqrt{s} - (A+1)m_N - Q_{gg} \\ &= \sqrt{[(A+1)m_N]^2 + 2Am_N K_p} - (A+1)m_N - Q_{gg} \end{aligned} \quad (5.1)$$

où  $Q_{gg}$  est la chaleur de réaction de la réaction  $p + A \rightarrow (A+1) + \pi^0$ .

La chaleur de réaction  $Q_{gg}$  peut être calculée de deux façons :

- soit nous négligeons les effets de structure nucléaire et nous écrivons simplement  $Q_{gg} = m_\pi$ ,
- ou bien nous considérons que  $Q_{gg} = \Delta M_{A+1} - \Delta M_A - \Delta M_1 + m_\pi$  où les  $\Delta M$  sont les excès de masse des noyaux (cf. tableau 5.1).

**Tab. 5.1:** Chaleurs de réaction :  $Q_{gg} = \Delta M_{A+1} - \Delta M_A - \Delta M_1 + m_\pi$

Réaction	$Q_{gg}$ (MeV)
${}^{12}_6C_{g.s.}(p, \pi^0){}^{13}_7N_{g.s.}$	133.0
${}^{40}_{20}Ca_{g.s.}(p, \pi^0){}^{41}_{21}Se_{g.s.}$	133.9
${}^{58}_{28}Ni_{g.s.}(p, \pi^0){}^{59}_{29}Cu_{g.s.}$	131.5
${}^{184}_{74}W_{g.s.}(p, \pi^0){}^{185}_{75}Re_{g.s.}$	129.6

Dans les deux cas, et par définition, nous appelons  $K_{max}^\pi$  la *limite cinématique*. Le tableau 5.2 indique les limites cinématiques pour les différentes cibles étudiées.

<sup>1</sup>Nous négligeons ici le recul du noyau cible, du fait que  $M_A \gg M_{\pi^0}$



**Tab. 5.2:** Limites cinématiques (c'est-à-dire énergies cinétiques maximum) des pions calculées dans les réactions proton-noyau à 190 MeV

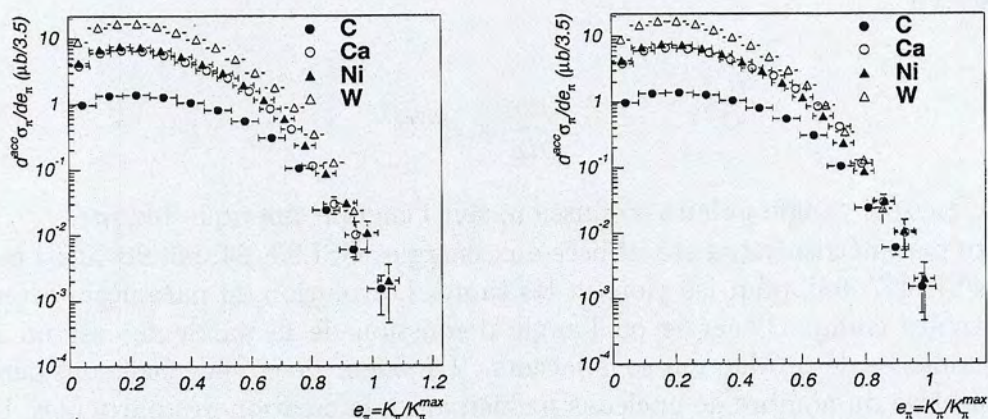
Cible	C	Ca	Ni	W
$K_{\pi}^{\pi} \text{ (MeV) si } Q_{gg} = m_{\pi}$	39,1	49,9	51,5	53,9
$K_{\pi}^{\pi} \text{ (MeV) si } Q_{gg} \text{ est donnée par le tableau 5.1}$	41,0	51,0	54,0	59,3

Nous représenterons le spectre en énergie des pions non plus en fonction de l'énergie cinétique  $K_{\pi}$  des pions, mais en fonction de l'énergie réduite  $e_{\pi}$  :

$$e_{\pi} = K_{\pi} / K_{\pi}^{\max},$$

qui représente la fraction de l'énergie cinétique disponible dans la réaction emportée par le pion. Dans cette représentation, la valeur  $e_{\pi} = 1$  indique une fusion du proton et du noyau cible, avec émission d'un pion, c'est-à-dire une fusion pionique[62]. Les spectres en énergie réduite des pions, en tenant compte ou non des excès de masse, sont représentés sur la figure 5.1.

Le spectre de gauche sur la figure 5.1) dépasse la valeur limite de 1, ce qui montre l'importance de la prise en compte des excès de masse dans le calcul de l'énergie maximale des pions. En conséquence, nous choisissons d'utiliser uniquement les valeurs de  $Q_{gg}$  calculées en prenant en compte les excès de masse.



**Fig. 5.1:** Section efficace différentielle  $d\sigma_{\pi}^{\text{acc}}/dK_{\pi}$  de production des pions neutres mesurés dans les réactions  $p+A$  à 190 MeV, en fonction de l'énergie réduite  $e_{\pi} = K_{\pi}/K_{\pi}^{\max}$ .  $K_{\pi}^{\max}$ , qui dépend de la cible, est calculée selon deux prescriptions différentes pour les chaleurs de réaction, tenant compte (à droite) ou ne tenant pas compte (à gauche) des excès de masse (cf. tableau 5.2. et texte).

Notons que nous pouvons également définir une énergie réduite  $e_{\gamma}$  pour un photon, comme le rapport de l'énergie  $E_{\gamma}$  du photon sur l'énergie totale disponible,  $E_{\gamma}^{\max}$  :



$$e_\gamma = \frac{E_\gamma}{E_\gamma^{max}}$$

avec :

$$E_\gamma^{max} = \sqrt{s} - (A+1)m_N - Q_{gg}^\gamma \quad (5.2)$$

où  $Q_{gg}^\gamma$  est donnée dans le tableau 5.3.

**Tab. 5.3:** Chaleurs de réaction :  $Q_{gg}^\gamma = \Delta M_{A+1} - \Delta M_A - \Delta M_1$  et énergie maximum  $E_\gamma^{max}$

Réaction	$Q_{gg}^\gamma$ (MeV)	$E_\gamma^{max}$ (MeV)
${}^{12}_6\text{C}_{g.s.}(p, \gamma){}^{13}_7\text{N}_{g.s.}$	-1.97	176
${}^{40}_{20}\text{Ca}_{g.s.}(p, \gamma){}^{41}_{21}\text{Sc}_{g.s.}$	-1.07	186
${}^{58}_{28}\text{Ni}_{g.s.}(p, \gamma){}^{59}_{29}\text{Cu}_{g.s.}$	-3.47	189
${}^{184}_{74}\text{W}_{g.s.}(p, \gamma){}^{185}_{75}\text{Re}_{g.s.}$	-5.37	194

## 5.2 Dépendance avec la masse de la cible

L'évolution des sections efficaces différentielles de production des photons et des pions neutres en fonction de la masse de la cible est communément décrite par une loi de puissance en  $A$  :

$$\frac{d\sigma}{dx} \propto A^{\alpha(x)} \quad (5.3)$$

où  $x$  est soit l'angle polaire d'émission, soit l'énergie cinétique réduite.

Cette paramétrisation a été utilisée aux énergies GSI[93, 94, 95, 96] aussi bien qu'aux énergies SPS[97, 98], pour les pions et les kaons. L'évolution du paramètre  $\alpha$  (en fonction d'observables comme l'énergie ou l'angle d'émission de la particule) est un indicateur des mécanismes de production sous-jacents. La valeur de  $\alpha$  peut être considérée comme représentative du nombre de nucléons participant à la création des particules. Une valeur de  $\alpha = 2/3$  par exemple sera interprétée comme une production dominée par la surface du noyau, et  $\alpha = 1$  comme une production mettant en jeu le volume du noyau. Toute valeur supérieure à 1 est généralement attribuée à des processus mettant en jeu plus de deux nucléons.

Nous allons présenter une étude de l'évolution du paramètre  $\alpha$  pour les deux particules que nous avons mesuré dans les réactions  $p+(\text{Ca}, \text{Ni}, \text{W})$  à 190 MeV : les photons et les pions neutres. Nous commençons par l'étude des photons, qui présentent, par rapport aux pions, l'avantage de ne pas être absorbés par la matière nucléaire. Par ailleurs, pour pouvoir comparer les pions (qui sont produits sous le seuil) et les photons, nous étudions tout d'abord les photons produits sous le seuil.



### 5.3 Les photons directs sous le seuil

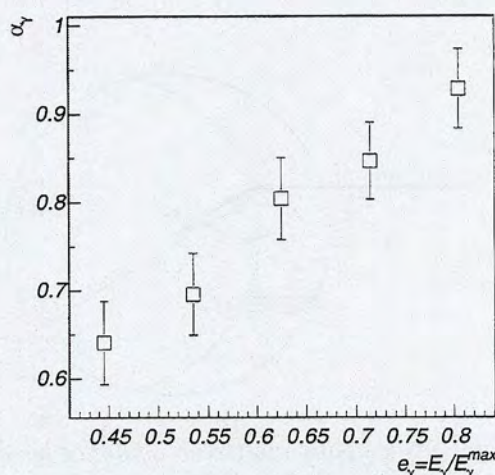
Nous paramétrons la section efficace différentielle de production des photons directs mesurés comme :

$$\frac{d\sigma_\gamma}{de_\gamma} \propto A^{\alpha_\gamma}$$

où  $e_\gamma$  est l'énergie réduite définie au début de ce chapitre.

Le paramètre  $\alpha_\gamma$  est déterminé en utilisant trois cibles seulement. En effet, le noyau de carbone possède trop peu de nucléons pour qu'un traitement ignorant les effets de structure nucléaire (implicite lorsque l'on parle de  $A^\alpha$ ) lui soit vraiment applicable. De forts effets de structure ont effectivement été observés dans les réactions  $^{12}\text{C}(p, \pi^+)$  [31] (cf. § 1.4.3), mais pas dans des cibles plus lourdes. Nous avons en outre vérifié que le comportement du carbone dévie effectivement de façon systématique du comportement des trois autres cibles. Nous ne l'utilisons donc pas pour déterminer le paramètre  $\alpha$ .

Nous considérons ici uniquement les photons *sous le seuil* (cf. chapitre 1), c'est-à-dire les photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon : 90 MeV. Cette coupure correspond environ à  $e_\gamma \geq 0,5$ . Dans cette gamme d'énergie réduite,  $\alpha$  augmente de 0,7 à 1 environ (figure 5.2).



**Fig. 5.2:** Évolution du paramètre  $\alpha_\gamma$  en fonction de l'énergie réduite  $e_\gamma$ . L'augmentation de  $\alpha$  est une indication de l'importance des processus mettant en jeu plus de deux nucléons dans la production des photons très énergétiques.

Cette augmentation peut être interprétée comme l'accroissement du nombre de participants à la création des photons lorsque l'énergie des photons augmente. Nous pouvons penser par exemple à des collisions à 3 corps, soit simultanées soit séquentielles, ou à des mécanismes de production comme  $\pi N \rightarrow N\gamma$  dans lequel un pion crée, au cours d'une collision secondaire, un photon. Dans le cadre du modèle DCM (voir plus loin), ce processus de photoannihilation du pion est la source majoritaire des photons de haute énergie.

La production des photons pouvant être liée à la dynamique des pions dans la matière nucléaire, nous allons étudier les conditions de production de ces derniers. Mais, si dans le



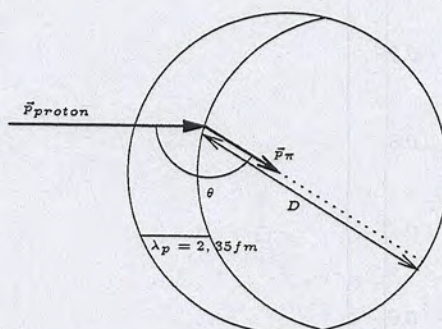
cas des photons, les spectres observés reflètent directement la production des photons, les spectres de pions, quant à eux, résultent de la superposition de deux effets : la production proprement dite et l'absorption par le milieu nucléaire. Si nous voulons pouvoir déduire de nos mesures des informations sur la *production* des pions, nous devons d'abord comprendre la propagation des pions dans le noyau. Nous présentons à cette fin un modèle géométrique qui permet de mettre en évidence les effets triviaux liés à l'absorption des pions dans la matière nucléaire.

## 5.4 Modèle géométrique

Nous allons déterminer, en fonction de l'angle d'émission du pion, la distance que ce pion doit parcourir avant de sortir du noyau.

Nous décrivons le noyau cible, de nombre de masse  $A$ , comme une sphère homogène de rayon  $R = 1,25 \times A^{1/3}(\text{fm})$ .

Un pion neutre d'énergie totale  $E_\pi$  et de moment  $\vec{p}_\pi$  est créé dans le noyau, à une profondeur de 2,35 fm (figure 5.3). Cette valeur de 2,35 fm est obtenue à partir du libre parcours  $\lambda_p$  moyen d'un proton dans un noyau.  $\lambda_p$  est calculé comme  $1/\rho_0 \times \sigma_{NN}$  avec  $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$  et  $\sigma_{NN} = 25 \text{ mb} = 2,5 \text{ fm}^2$  [77]. La distribution angulaire du pion est supposée isotrope.



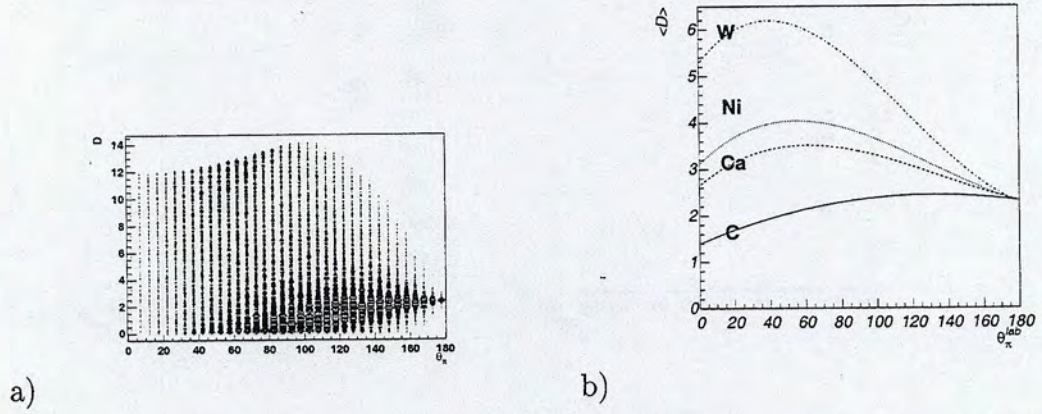
**Fig. 5.3:** *Modèle géométrique utilisé pour mettre en évidence les effets triviaux liés à l'absorption des pions dans la matière nucléaire. Un pion d'impulsion  $\vec{p}_\pi$  est créé dans le noyau à une profondeur  $\lambda_p = 2,35 \text{ fm}$ . Cette profondeur est estimée en imaginant que le pion a été créé dans une collision entre le proton incident et un nucléon de la cible (collision qui n'existe pas dans ce modèle). Ce pion doit parcourir une distance  $D$  avant de s'échapper du noyau. Le schéma ci-dessus est une projection dans le plan (le modèle est tridimensionnel).*

Ce pion doit alors parcourir une distance  $D$  avant de s'échapper du noyau.

Si nous représentons l'évolution de la distance  $D$  (figure 5.4 a)) en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  du pion, nous constatons que la relation qui lie  $D$  à  $\theta$  n'est pas univoque (à un même  $\theta$  correspondent plusieurs distances  $D$ ) et que la dispersion en  $D$  est relativement grande. Cependant, l'évolution de la valeur moyenne de  $D$ , soit  $\langle D \rangle$ , avec  $\theta_\pi$  (figure 5.4 b)) est continue : aux faibles angles d'émission le pion doit parcourir une grande distance avant de sortir du noyau, distance qui diminue lorsque l'angle d'émission



augmente. De plus, un maximum d'absorption est observé pour toutes les cibles, ce maximum étant d'autant plus prononcé et situé à faible angle d'émission que la cible est lourde. Par ailleurs, nous notons que les pions émis au-delà de  $160^\circ$  sont très peu sensibles à l'absorption et reflètent donc la distribution primordiale des pions.



**Fig. 5.4:** Distance  $D$  que doit parcourir un pion avant de s'échapper du noyau dans lequel il est créé (cf. figure 5.3).

a)  $D$  est représentée en fonction de l'angle d'émission  $\theta_\pi^{lab}$  du pion, pour un noyau de tungstène (de diamètre 14,2 fm).

b) l'évolution de la distance moyenne  $\langle D \rangle$  en fonction de l'angle  $\theta_\pi^{lab}$ , pour les différents noyaux cibles étudiés, montre qu'il existe un maximum d'absorption pour les pions émis à l'avant, et que ce maximum est d'autant plus prononcé (et se situe à petit angle) que la cible est lourde.

À partir de l'évolution de  $\langle D \rangle$  avec l'angle d'émission du pion nous pouvons estimer la probabilité d'échappement d'un pion par la relation :

$$P_{echap}(\theta_\pi) = \exp\left(-\frac{\langle D \rangle}{\lambda_\pi(p_\pi)}\right) \quad (5.4)$$

Le libre parcours moyen  $\lambda_\pi$  du pion dans la matière nucléaire est une quantité qui dépend, en toute rigueur, de l'énergie du pion [21, 18]. Cependant, dans la gamme d'énergie qui nous concerne, nous supposons que  $\lambda_\pi$  est constant. Nous pouvons alors déterminer l'évolution de la probabilité d'échappement  $P_{echap}$  (équation 5.4) avec  $\theta_\pi$ , sans avoir à faire d'hypothèse sur la distribution en énergie des pions (figure 5.5). Deux valeurs de  $\lambda_\pi$ , obtenue par des calculs théoriques,  $\lambda_\pi = 3,5$  fm [19], ou mesurée,  $\lambda_\pi = 6,0$  fm [47], ont été testées. Nous pouvons répéter cette opération pour les 4 cibles et paramétrer, pour chaque angle d'émission, la section efficace des pions comme :

$$\sigma_\pi^{observée}(\theta_\pi) = \sigma_\pi^{production}(\theta_\pi) \times P_{echap}(\theta_\pi) \quad (5.5)$$

Si nous faisons en outre l'hypothèse que  $\sigma_\pi^{production}$  varie comme  $A^{0,83}$  (conformément à la mesure effectuée dans les réactions proton-noyau à 201 MeV [65]), et que nous paramétrisons  $P_{echap}$  comme  $A^{\beta(\theta_\pi)}$ , nous pouvons écrire :



$$\sigma_{\pi}^{\text{observée}} \propto A^{\alpha_{\pi}(\theta_{\pi}) = \beta(\theta_{\pi}) + 0,83} \quad (5.6)$$

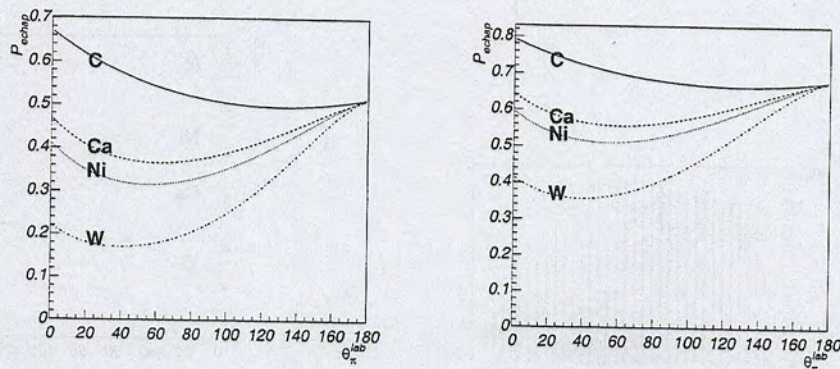


Fig. 5.5: Probabilité d'échappement d'un pion émis à un angle  $\theta_{\pi}^{\text{lab}}$ , estimée dans le cadre du modèle géométrique décrit dans le texte, pour différents noyaux cibles, et pour deux valeurs différentes du libre parcours moyen  $\lambda_{\pi}$  du pion : 3,5 (à gauche) et 6,0 fm (à droite).

Nous pouvons ensuite déterminer l'évolution du paramètre  $\beta$  (et donc de  $\alpha_{\pi} = \beta + 0,83$ ) avec l'angle d'émission  $\theta_{\pi}$  du pion (figure 5.6). Nous avons pour cela utilisé 3 cibles seulement : Ca, Ni et W.

L'évolution du paramètre  $\alpha_{\pi}$  avec l'angle d'émission du pion, présentée sur la figure 5.6, résulte d'un effet purement géométrique, traduisant simplement le fait que les pions émis aux angles avant ont plus de matière à traverser que ceux émis aux angles arrières et sont donc plus fortement absorbés.

Dans le cadre de notre modèle géométrique,  $\alpha_{\pi}$  ne peut évoluer qu'en fonction de l'angle d'émission du pion, puisque nous avons considéré que le libre parcours moyen du pion ne dépend pas de son énergie (pour  $K_{\pi} \leq 60$  MeV).

## 5.5 Les pions neutres

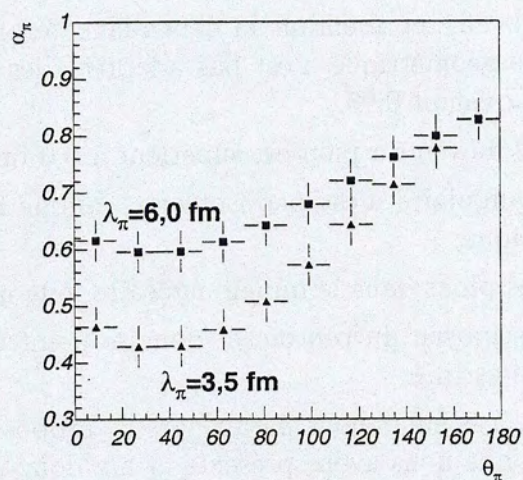
Nous présentons ici le résultat d'un ajustement des sections efficaces mesurées pour les pions neutres dans les réactions  $p + (\text{Ca, Ni, W})$  à une fonction  $A^{\alpha_{\pi}}$  :

$$\frac{d\sigma_{\pi}}{dx} \propto A^{\alpha_{\pi}(x)}$$

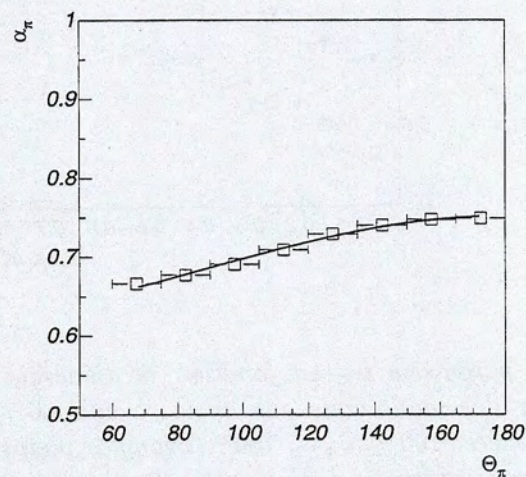
où  $x$  est soit l'angle polaire  $\theta_{\pi}$  d'émission du pion, soit l'énergie cinétique réduite  $e_{\pi}$  du pion.

L'évolution générale du paramètre  $\alpha_{\pi}$  en fonction de l'angle d'émission du pion (figure 5.7) est conforme à ce que le modèle géométrique présenté ci-dessus prédit :  $\alpha_{\pi}$  augmente avec l'angle d'émission. Nous attribuons cette augmentation à un effet géométrique de l'absorption.





**Fig. 5.6:** Évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'angle d'émission du pion dans le référentiel du laboratoire, dans le cadre du modèle géométrique décrit dans le texte.  $\lambda_\pi$  est le libre parcours moyen du pion dans la matière nucléaire.



**Fig. 5.7:** Évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta_\pi$  des pions neutres mesurés dans les réactions  $p+(Ca, Ni, W)$  à 190 MeV.

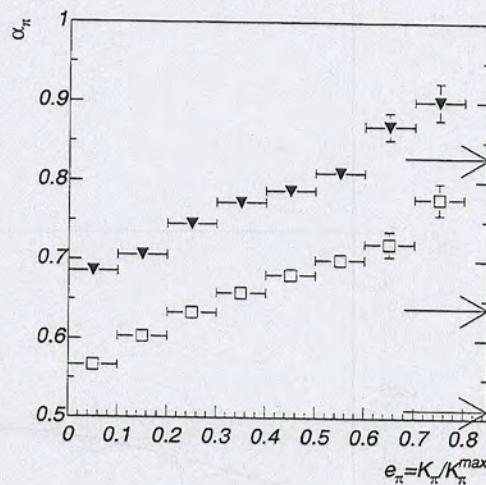


Notons cependant que la variation de  $\alpha_\pi$  avec  $\theta_\pi$  est moins marquée dans les données que dans le cas du modèle géométrique. L'explication de cette observation peut résulter de plusieurs effets

- la valeur  $\alpha_\pi = 0,83$ , représentant la dépendance en masse des pions primordiaux, de notre modèle géométrique n'est pas adaptée : les pions mesurés à l'arrière ont une valeur de  $\alpha_\pi$  valant 0,75,
- le libre parcours moyen du pion est supérieur à 6,0 fm,
- la distribution angulaire n'est pas isotrope, comme nous l'avons supposé dans le modèle géométrique,
- la rediffusion des pions dans le milieu nucléaire joue un rôle important,
- le libre parcours moyen du proton, et donc le point de création des pions dans le noyau, a été mal estimé.

L'investigation de tous ces effets nous paraît hors de propos dans un modèle géométrique aussi simple que celui que nous avons présenté et n'a donc pas été réalisée.

Nous présentons l'évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'énergie réduite  $e_\pi$  du pion pour des pions émis aux angles avant ou aux angles arrière (figure 5.8). Compte-tenu de l'effet d'acceptance discuté au § 4.1.2, notre définition des angles avant doit être comprise comme  $60 \leq \theta_\pi \leq 90^\circ$ .



**Fig. 5.8:** Évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'énergie réduite  $e_\pi$  des pions neutres mesurés, pour des pions émis aux angles avant,  $60 \leq \theta_\pi \leq 90^\circ$  (carrés vides), ou aux angles arrière,  $160 \leq \theta_\pi \leq 180^\circ$  (triangles pleins). Les flèches représentent les valeurs moyennes obtenues dans le cadre du modèle géométrique, pour (en partant du bas) :

$\lambda_\pi = 3,5$  fm et  $\theta_\pi \in [60, 90]$ ,  $\lambda_\pi = 6,0$  fm et  $\theta_\pi \in [60, 90]$ , et  $\lambda_\pi = 3,5$  ou 6,0 fm et  $\theta_\pi \in [160, 180]$  et correspondent à des  $\alpha_\pi$  de 0,51, 0,64 et 0,83 respectivement.

Les pions émis à l'arrière sont caractérisés par un paramètre  $\alpha_\pi$  systématiquement plus élevé que le  $\alpha_\pi$  des pions émis à l'avant. Cela indique, encore une fois, que les pions émis

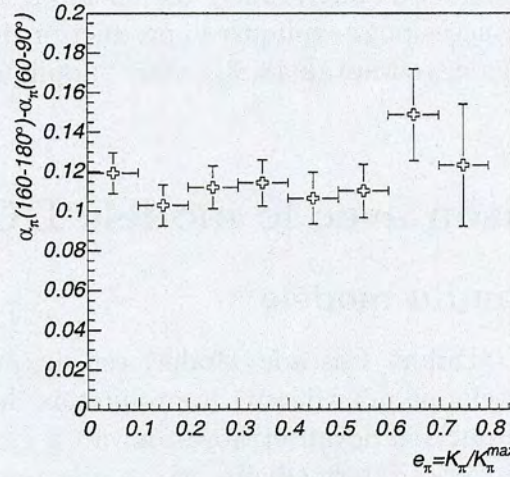


à l'avant sont plus absorbés que les pions émis à l'arrière. Par ailleurs, la différence des paramètres  $\alpha_\pi$  obtenus à l'avant et à l'arrière (figure 5.9) permet de confirmer l'hypothèse faite dans le modèle géométrique, à savoir que le libre parcours moyen du pion est essentiellement indépendant de l'énergie du pion, dans la gamme d'énergie qui nous concerne. En effet, en faisant l'hypothèse que les pions émis très à l'arrière nous donne la section efficace *primordiale* de production (c'est-à-dire avant absorption), nous pouvons écrire :

$$\sigma_\pi(\theta_\pi \in [60, 90]) = \sigma_\pi(\theta_\pi \in [160, 180]) \times P_{\text{échappement}}$$

d'où :

$$P_{\text{échappement}} = \frac{\sigma_\pi(\theta_\pi \in [60, 90])}{\sigma_\pi(\theta_\pi \in [160, 180])} \propto A^{\alpha_\pi(60-90) - \alpha_\pi(160-180)}$$



**Fig. 5.9:** Différence entre les paramètres  $\alpha_\pi$  déterminés pour les pions émis à l'avant et pour les pions émis à l'arrière. Cette différence montre la dépendance en masse de la probabilité d'échappement d'un pion d'énergie réduite  $e_\pi$ . Nous constatons que cette probabilité ne dépend pas de l'énergie, ce qui justifie à posteriori l'hypothèse  $\lambda_\pi = \text{cste}$  faite dans le modèle géométrique.

L'augmentation de  $\alpha_\pi$  (figure 5.8) ne peut donc pas, dans notre gamme d'énergie, être due à une dépendance en énergie du libre parcours moyen des pions dans la matière nucléaire.

Nous voyons deux explications raisonnables au fait que  $\alpha_\pi$  augmente avec l'énergie des pions. Soit le processus qui est à l'origine de la création des pions sous le seuil possède, de façon intrinsèque, la dépendance en masse et en énergie qui est mise en évidence ici. Ce mécanisme peut être :

- une désexcitation statistique du noyau (excité par le proton incident) en un pion (et un noyau de masse  $A+1$ ). Nous avons vu au chapitre 1 (§ 1.2.2) que ce mécanisme prévoit que la section efficace de production des pions neutres diminue avec la masse, ce qui est en contradiction avec les observations expérimentales,



- un processus cohérent. Il n'existe pas, à notre connaissance, de modèle cohérent qui décrive une augmentation de la section efficace avec la masse : le processus de fusion pionique, par exemple, est un processus dont la section efficace décroît au contraire fortement en fonction de la masse (voir par exemple, dans le cas  $A+A$ , la référence [75]).

Soit le mécanisme de production des pions n'est pas le même quelle que soit l'énergie des pions. Dans cette hypothèse, les pions les plus énergétiques seraient produits dans des processus mettant en jeu 3 nucléons ou plus, alors que les pions de basse énergie seraient créés dans des collisions nucléon-nucléon individuelles. L'augmentation de  $\alpha_\pi$  traduit alors une augmentation de la "collectivité" du processus de création des pions sous le seuil. Or, les processus de collisions multiples, par exemple, sont pris en compte dans les modèles de type cascade intranucléaire. De tels modèles devraient donc être capables de rendre compte, au moins qualitativement, de l'évolution du paramètre  $\alpha$ .

Le modèle DCM (Dubna Cascade Model) est un modèle de type cascade qui a été appliqué avec un certain succès pour expliquer la production des particules très en-dessous du seuil dans les collisions noyau-noyau [48, 3]. Nous l'appliquons ici au cas des collisions proton-noyau.

## 5.6 Comparaison avec le modèle DCM

### 5.6.1 Présentation du modèle

Le modèle DCM [99] (Dubna Cascade Model) est un modèle de type cascade intranucléaire qui a été développé pour décrire la production de particules et de fragments légers dans les collisions nucléon-noyau et noyau-noyau à grande énergie incidente. Il a ensuite été étendu aux énergies intermédiaires [48] et à la production des particules sous le seuil ( $\gamma$ ,  $\pi$  et  $\eta$  en particulier).

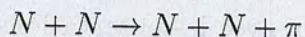
La propagation des nucléons au cours de la collision est décrite par une équation de Boltzmann, en considérant l'existence de trois gaz :

- les nucléons spectateurs du projectile,
- les nucléons spectateurs de la cible,
- les nucléons *participants*.

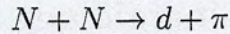
L'évolution du champ moyen est traitée de façon simplifiée : le potentiel nucléaire de l'état initial est utilisé, et sa profondeur n'est modifiée qu'en fonction du nombre de nucléons sortant de la zone de réaction. Le moment intrinsèque est calculé dans l'approximation de la densité locale, et sa valeur maximum, le moment de Fermi, vaut :

$$p_F(r) = \hbar \left( \frac{3\pi^2 \rho(r)}{2} \right)^{1/3}$$

où  $\rho(r)$ , la densité nucléaire, est approximée par une distribution de Woods-Saxon. Les pions sont produits soit directement par des collisions nucléon-nucléon :



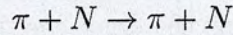




soit via la création d'une résonance  $\Delta$  :



soit encore par des processus secondaires :



### 5.6.2 Sections efficaces totales

Les pions produits dans DCM sont classés en deux "catégories", en considérant leur mode de production :

1. ceux produits via des collisions  $NN \rightarrow NN\pi$  ou  $NN \rightarrow \Delta N$  suivi de  $\Delta N \rightarrow N\pi$ ,
2. et ceux produits via la formation d'un deuton  $NN \rightarrow d\pi$ .

Les sections efficaces totales de production des pions neutres dans les réactions  $p+(C, Ca, Ni, W)$  à 190 MeV, calculées avec le modèle DCM, sont confrontées aux valeurs expérimentales dans le tableau 5.4, en fonction des deux types de processus considérés dans DCM. Deux remarques majeures s'imposent. Tout d'abord, les sections efficaces calculées surestiment, d'un facteur variant de 3 à 5, les sections efficaces mesurées. Ensuite, nous constatons que le processus  $NN \rightarrow d\pi$  représente entre 30% (pour le carbone) et 40% (pour le tungstène) de la section efficace calculée par DCM. Or, pour former un état lié à deux nucléons dans la matière nucléaire (un deuton), il faut que cet état lié ait un moment minimum, le moment de Mott[100]. La valeur du moment de Mott n'a jamais été mesurée et reste donc un paramètre du modèle (pour ce processus). Il est possible que la valeur choisie pour ce paramètre (deux fois le moment de Fermi) soit trop basse, expliquant ainsi la forte proportion de la section efficace totale due au processus  $NN \rightarrow d\pi$ .

**Tab. 5.4:** Comparaison des sections efficaces de production des  $\pi^0$  dans les réactions proton-noyau à 190 MeV, calculées par le modèle DCM, avec les données. Les "types DCM" correspondent à différents processus de production : 1)  $NN \rightarrow NN\pi$  ou  $NN \rightarrow \Delta N$  suivi de  $\Delta N \rightarrow N\pi$ , 2)  $NN \rightarrow d\pi$ . Toutes les sections efficaces sont exprimées en microbarns.

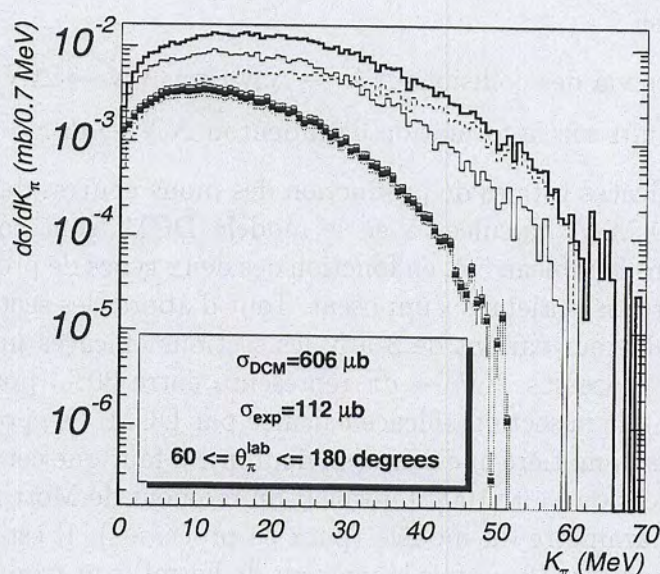
Cible	C	Ca	Ni	W
$\sigma_\pi$ (DCM type 1)	25	87	125	343
$\sigma_\pi$ (DCM type 2)	60	155	211	504
$\sigma_\pi$ (DCMtotal)	85	243	336	847
$\sigma_\pi^{totale}$ (mesurées)	$16,0 \pm 2$	$75 \pm 9$	$86 \pm 10$	$192 \pm 23$
$R = \frac{DCM}{données}$	5,3	3,2	3,9	4,4



### 5.6.3 Distributions en énergie des pions

Nous venons de voir que les sections efficaces calculées par DCM surestiment fortement les sections efficaces mesurées. C'est le premier handicap de ce modèle. Mais DCM présente un autre problème, qui nous semble encore plus grave : la *conservation de l'énergie n'est pas respectée*. Cela se voit clairement en comparant les spectres en énergie des pions calculés avec nos données (figure 5.10).

Nous avons cherché à savoir si ce problème est lié à un processus particulier, parmi les deux considérés (figure 5.10). Dans ces deux cas, la limite cinématique est dépassée dans les calculs DCM, c'est-à-dire que les *pions les plus énergétiques emportent plus d'énergie qu'il n'y en a de disponible*.



**Fig. 5.10:** Comparaison des spectres en énergie des pions calculés par DCM et mesurés, pour la réaction  $p+W$  à 190 MeV. L'histogramme en ligne discontinue représente les pions provenant du processus  $NN \rightarrow d\pi$  pris en compte. L'histogramme continu (ligne fine) représente les pions provenant des processus  $NN \rightarrow NN\pi$  et  $(NN \rightarrow \Delta N, \Delta N \rightarrow N\pi)$ . L'histogramme en gras représente la somme des deux histogrammes précédents. Les carrés représentent les données (avec leur erreur associée).

### 5.6.4 Évolution avec la masse de la cible

Malgré le défaut majeur que nous venons de mettre en évidence, nous avons néanmoins poursuivi nos investigations et déterminé, pour les données calculées par DCM, quelle est l'évolution du paramètre  $\alpha_\pi$ , en fonction de l'énergie du pion ou de son angle d'émission (figure 5.11). Nous employons (arbitrairement) comme énergie réduite  $K_\pi/70$  puisque nous n'avons pas pu distinguer d'énergies cinétiques limites des pions calculés qui soient différentes en fonction de la cible. Les évolutions calculées reproduisent qualitativement la



tendance observée dans les données. La forte remontée du paramètre  $\alpha_\pi$  pour les pions de grande énergie réduite s'est avérée due au processus  $NN \rightarrow d\pi$ . En revanche le paramètre  $\alpha_\pi$  de ce processus a le même comportement angulaire que les autres processus créant des pions.

Dans l'hypothèse où, malgré les problèmes soulevés au paragraphe précédent, DCM décrit correctement le processus  $NN \rightarrow d\pi$ , l'augmentation du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'énergie réduite, que nous observons dans nos données, peut être vue comme une signature expérimentale de ce processus.

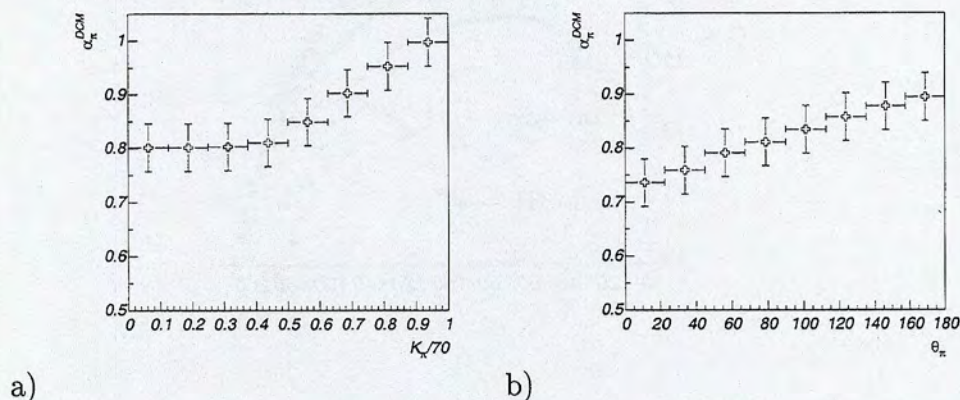


Fig. 5.11: Évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de a) l'énergie cinétique ou b) l'angle d'émission des pions, calculée dans le cadre du modèle DCM.

### 5.6.5 Les photons

DCM calcule également la production des photons. Les processus à l'origine des photons directs sont, par ordre de section efficace décroissante :

1.  $pn \rightarrow pn\gamma$
2.  $\pi N \rightarrow \gamma N$
3.  $pn \rightarrow d\gamma$
4.  $\Delta \rightarrow \gamma N$
5.  $\pi d \rightarrow \gamma d$

Les sections efficaces des processus les plus significatifs sont représentées, dans le cas de la réaction  $p+W$  à 190 MeV, sur la figure 5.12.

Puisque DCM surestime fortement la production des  $\pi^0$  (cf. § 5.6.2), le processus secondaire  $\pi N \rightarrow \gamma N$  apparaît lui aussi fortement surestimé. Ainsi, d'après le calcul DCM, le spectre des photons devrait présenter une discontinuité aux environs de  $E_\gamma=130$  MeV, ce que les données infirment (cf. figure 4.10). Nous notons également que le spectre des photons calculés s'étend au-delà de la limite cinématique de  $E_\gamma=189$  MeV<sup>2</sup>.

Par ailleurs, les sections efficaces totales de production des photons sont *sous-estimées* par le calcul DCM, d'un facteur 2 environ, sauf dans le cas du carbone qui est bien reproduit (tableau 5.5).

<sup>2</sup>si l'on ne tient pas compte des excès de masses



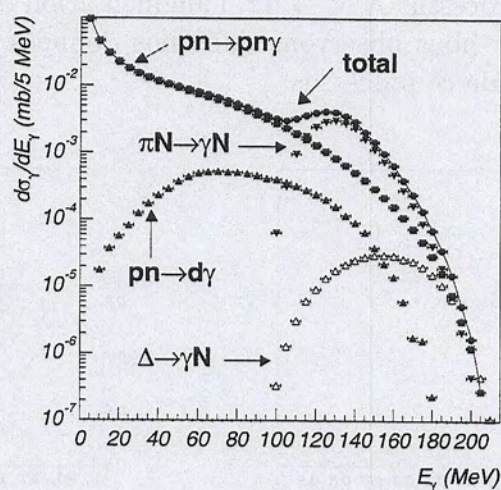


Fig. 5.12: Spectres en énergie des photons produits dans la réaction  $p+W$  à 190 MeV, calculés par DCM. Les contributions des différents mécanismes de production sont séparées.

Tab. 5.5: Comparaison des sections efficaces totales de production des photons directs mesurées et calculées par DCM, pour les réactions  $p+A$  à 190 MeV. Elles sont exprimées en microbarns.

	C	Ca	Ni	W
$\sigma_{\gamma}^{DCM} (E_{\gamma}^{lab} \geq 40 \text{ MeV})$	70	180	240	570
$\sigma_{\gamma}^{données} (E_{\gamma}^{lab} \geq 40 \text{ MeV})$	$65 \pm 21$	$423 \pm 128$	$453 \pm 140$	$1138 \pm 341$
Rapport données/DCM	0.9	2.3	1.9	2.0



### 5.6.6 Résumé

Pour les  $\pi^0$ , DCM *surestime* les sections efficaces totales d'un facteur variant de 3 à 5 selon les cibles.

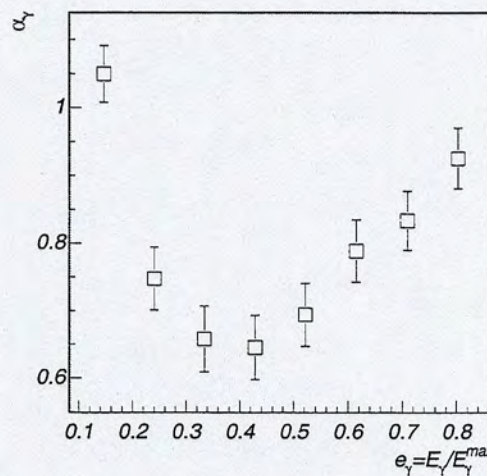
Cette surestimation entraîne du même coup une *surestimation du processus secondaire*  $\pi N \rightarrow N\gamma$  et, par voie de conséquence, de la distribution en énergie des photons au voisinage de  $E_\gamma^{lab}=130$  MeV, en contradiction avec les observations expérimentales.

Les distributions en énergie des  $\pi^0$  et des  $\gamma$  présentent en outre le même défaut fondamental : elles *dépassent la limite cinématique*.

Enfin, pour les photons directs, les sections efficaces totales sont *sous-estimées* d'un facteur 2, sauf dans le cas du carbone où la section efficace est bien reproduite.

## 5.7 Les photons directs au-dessus du seuil

Avant de conclure, il nous paraît intéressant de revenir un instant sur les photons mesurés. Au paragraphe 5.3 nous avons présenté l'évolution du paramètre  $\alpha_\gamma$  en fonction de l'énergie réduite  $e_\gamma$ , pour les photons d'énergie supérieure à 90 MeV, c'est-à-dire pour les photons *sous le seuil*. Or, nous mesurons des photons pour des énergies  $E_\gamma \geq 20$  MeV. Nous pouvons donc également déterminer le paramètre  $\alpha_\gamma$  pour les photons d'énergie comprise entre 20 et 90 MeV, qui sont produits *au-dessus* du seuil (figure 5.13).



**Fig. 5.13:** Évolution du paramètre  $\alpha_\gamma$  en fonction de l'énergie réduite des photons mesurés dans les réactions  $p+A$  à 190 MeV. Le seuil de production se situe à  $e_\gamma \simeq 0,5$ .

Nous avons interprété l'augmentation de  $\alpha_\gamma$  entre  $e_\gamma = 0,5$  et  $e_\gamma = 0,9$  comme une augmentation du nombre de participants à la création des photons. Cette interprétation reste en fait valable *en-dessous* du seuil  $e_\gamma = 0,5$ , où elle permet d'expliquer la remontée du paramètre  $\alpha_\gamma$  lorsque  $e_\gamma$  diminue de 0,5 à 0,1, avec la différence que dans ce cas les collisions de première chance ne sont plus les seules à contribuer à la production des



photons. En effet la probabilité qu'une collision secondaire possède une énergie suffisante pour créer un photon d'énergie  $e_\gamma < 0,5$  augmente lorsque que  $e_\gamma$  diminue.

Lorsque  $e_\gamma$  augmente de 0,1 à 0,5, le nombre de collisions donnant lieu à des photons diminue. Le paramètre  $\alpha_\gamma$  diminue donc dans cette région d'énergie.

Au-delà du seuil ( $e_\gamma = 0,5$ ) il faut plusieurs nucléons de la cible pour produire un seul photon, d'où l'augmentation du paramètre  $\alpha_\gamma$ .

La valeur du minimum  $\alpha_\gamma \simeq 0,7$  correspond au cas où seule la *première* collision entre le proton incident et un neutron de la cible possède assez d'énergie pour faire un photon d'énergie 90 MeV. Cette valeur de  $\alpha_\gamma$  est très proche de la valeur  $2/3$  que l'on attendrait en considérant que le proton interagit près de la surface du noyau.



## Conclusion



Les pions produits sous le seuil dans les collisions noyau-noyau peuvent servir de sonde de la matière nucléaire chaude et dense qui est formée dans ces collisions (cf. chapitre 1). L'utilisation des pions comme sonde présuppose néanmoins que l'on comprenne les mécanismes élémentaires qui sont à l'origine des pions. Par ailleurs, les pions sont fortement absorbés et rediffusés par l'environnement hadronique qu'ils cotoient après leur création. Il nous faut donc également comprendre comment les pions se propagent dans le milieu nucléaire.

D'un point de vue théorique, la prise en compte des effets de milieu (température et densité) dans la détermination des sections efficaces élémentaires de production constitue un problème à part entière et reste très ouvert. Le traitement consistant de la dynamique des pions après leur création représente un deuxième problème épineux.

La comparaison des prédictions théoriques avec des mesures effectuées dans des collisions nucléon-noyau semble un prérequis à tout progrès en ce domaine. En effet, dans les collisions nucléon-noyau, le noyau cible est peu perturbé : sa densité et sa température sont égales à celles du point de saturation. L'évolution des sections efficaces élémentaires avec la température et la densité n'est donc plus à prendre en compte dans ces collisions. La dynamique des pions dans le milieu reste alors, en principe, le seul problème à résoudre.

Ce travail de thèse présente les résultats de la mesure de la production des pions neutres et des photons dans les réactions  $p+(C, Ca, Ni, W)$  à 190 MeV. L'expérience (cf. chapitre 2), réalisée en mai 1997, faisait partie de la campagne d'expériences menée par la collaboration TAPS auprès de l'accélérateur franco-hollandais AGOR, au KVI. Pour chaque cible, le dispositif expérimental performant mis en oeuvre a permis d'obtenir une excellente statistique en  $\pi^0$  (plus de  $10^5$  pions neutres par cible) sur une large gamme en énergie, allant jusqu'aux limites cinématiques. La qualité des données nous a permis d'étudier l'évolution des sections efficaces doublement différentielles avec la masse de la cible.

La cinématique de la réaction limitant la gamme d'énergie des pions émis ( $0 \leq K_\pi \leq 60$  MeV), la méthode de calcul de l'énergie cinétique des pions traditionnellement utilisée[88], n'est plus valide. Nous avons donc développé une nouvelle méthode de reconstruction de l'énergie cinétique des pions, à partir des quadrimoments des deux photons identifiés comme les photons de décroissance du pion, qui soit adaptée aux faibles énergies de pion considérées dans cette thèse (cf. chapitre 3). En outre, un soin tout particulier a été apporté au calcul de l'efficacité de détection des pions et des photons, ainsi qu'à la détermination des erreurs systématiques (cf. chapitre 4) entâchant nos données, ce qui nous a permis d'effectuer une comparaison détaillée de nos données avec le modèle théorique DCM.

Le traitement des données (cf. chapitre 3) a été réalisé avec des outils informatiques modernes (cf. annexes) développés spécifiquement, dans le cadre de cette thèse, pour la campagne TAPS au KVI. Toutes les expériences TAPS de cette campagne ont d'ailleurs utilisé ces mêmes outils.

Afin de pouvoir comparer les données obtenues avec les différentes cibles, l'énergie disponible<sup>3</sup> dans chaque réaction a été utilisée pour normaliser l'énergie cinétique des pions et des photons (cf. chapitre 5). Les énergies réduites ainsi obtenues, représentent, quelle que soit la cible, la fraction de l'énergie cinétique disponible qui est emportée par la particule étudiée.

---

<sup>3</sup>qui dépend de l'énergie incidente, mais aussi de la masse du noyau cible



La dépendance des sections efficaces différentielles avec la masse de la cible est décrite par une loi de puissance en nombre de masse :

$$\frac{d\sigma}{dx} \propto A^{\alpha(x)}$$

où  $x$  représente soit l'angle d'émission soit l'énergie réduite de la particule considérée (photon ou pion neutre). L'évolution du paramètre  $\alpha(x)$  est représentative des processus mis en jeu pour produire les particules, photons et pions neutres, sous le seuil.

Pour comprendre les effets triviaux liés à l'absorption des pions, nous avons développé un modèle géométrique rudimentaire décrivant l'évolution du paramètre  $\alpha_\pi$  en fonction de l'angle d'émission des pions. Le paramètre  $\alpha_\pi$  déterminé à l'aide des données suit qualitativement l'évolution calculée par ce modèle : il augmente lorsque l'angle augmente. Ce que nous avons attribué à un effet géométrique trivial : les pions émis à l'avant sont plus absorbés que les pions émis à l'arrière, puisqu'ils ont plus de matière à traverser.

Il s'avère que le paramètre  $\alpha_\pi$  mesuré augmente également avec l'énergie réduite des pions. Cette évolution est la même quel que soit l'angle d'émission du pion (cf. figure 5.9), d'où nous avons déduit que le libre parcours moyen  $\lambda_\pi$  des pions est indépendant de l'énergie des pions, dans la gamme d'énergie considérée ( $0 \leq K_\pi \leq 60$  MeV). L'évolution de  $\alpha_\pi$  avec l'énergie réduite  $e_\pi$  des pions n'étant pas due à une évolution de  $\lambda_\pi$  avec l'énergie des pions, nous l'avons considéré comme une *signature de l'existence de collisions multiples, simultanées ou séquentielles*, qui seraient à l'origine de la production des pions les plus énergétiques. Une preuve supplémentaire que l'augmentation de  $\alpha_\pi$  avec  $e_\pi$  n'a rien à voir avec l'absorption se trouve dans l'évolution du paramètre  $\alpha_\gamma$  pour les photons en fonction de l'énergie réduite des photons (cf. figure 5.13). Pour les photons au-dessus du seuil,  $\alpha_\gamma$  augmente de 0,7 à 1 lorsque  $e_\gamma$  varie de 0,5 à 0,9, ce que nous interprétons comme l'augmentation du nombre de collisions nécessaires à la production d'un seul photon. En revanche, en-dessous du seuil,  $\alpha_\gamma$  augmente de 0,7 à 1,15 lorsque  $e_\gamma$  varie de 0,5 à 0,1, traduisant le fait que plusieurs collisions entre le proton incident et des nucléons de la cible produisent *plusieurs* photons.

Nous avons ensuite comparé nos données avec des calculs du modèle de cascade intranucléaire DCM. Cette comparaison nous a permis de mettre en lumière un problème majeur de ce modèle (et probablement d'autres modèles de transport) : *l'énergie globale n'est pas conservée*. C'est-à-dire que ce modèle produit des pions ou des photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie totale disponible dans la réaction p+A. Cet effet est probablement dû à un mauvais traitement du blocage de Pauli et est actuellement à l'étude par les auteurs du modèle. Ce point, plus que la conservation de l'énergie globale, peut avoir une influence sur les calculs effectués pour les collisions d'ions lourds, où le blocage de Pauli joue un rôle capital. Ce problème limite également la validité de l'étude de l'évolution du paramètre  $\alpha$  pour les données calculées, puisque la dépendance de l'énergie disponible avec la masse de la cible est mal reproduite par le modèle. Par ailleurs, ce modèle surestime la production des pions mesurés et sous-estime la production des photons directs mesurés, ce qui semble indiquer un problème plus fondamental dans la compréhension des mécanismes étant à l'origine des pions ou des photons. Nous ne pouvons ici émettre que des hypothèses, mais ce modèle prédit par exemple que le processus  $NN \rightarrow d\pi$  rend compte de 40% de la section efficace totale de production des pions. Or ce processus implique l'existence d'un état lié du deuton, c'est-à-dire que,



si l'influence des nucléons environnants est prise en compte, le moment du deuton doit être supérieur au moment de Mott[100]. Le moment de Mott entre pour l'instant comme paramètre du modèle, puisqu'il n'a pas encore été mesuré. L'importance de ce processus comme source de pions de haute énergie, ou l'importance du processus  $NN \rightarrow d\gamma$  comme source de photons de haute énergie, a suscité la réalisation d'une expérience au GANIL, visant à mesurer, dans les collisions Ar+Au à 95A MeV, la valeur du moment de Mott à l'aide de corrélations deuton-photon (mesurées dans TAPS)[101]. L'analyse de ces données est en cours. Espérons que la mesure du moment de Mott, alliée à la résolution du problème de conservation d'énergie dans DCM, permettra d'améliorer notablement la comparaison entre les données et le modèle, dans le cas p+A. Car, si un modèle n'est pas capable d'expliquer ce qui se passe dans le cas simple des collisions nucléon-noyau, comment lui faire confiance pour le cas complexe d'une collision noyau-noyau? Du point de vue expérimental, la mesure en coïncidence d'un proton et de deux photons émis au cours de la même collision proton-noyau à 190 MeV doit permettre de vérifier notre argumentation sur l'augmentation du paramètre  $\alpha_\gamma$  lorsque l'énergie réduite diminue du seuil de production (0,5) vers 0. Cette étude fait l'objet d'une autre thèse de la collaboration TAPS[82].



## Foster



Le logiciel Foster a été développé spécifiquement pour la campagne TAPS au KVI. Il a été utilisé pour dépouiller toutes les expériences réalisées durant cette campagne. C'est un programme qui permet :

- de créer, puis d'utiliser une base de données permettant un accès simplifié aux nombreuses bandes magnétiques contenant les données brutes et les DST,
- de générer des histogrammes de contrôle et/ou de production pour les différents paramètres de TAPS (énergies et temps de vol des BaF<sub>2</sub>, énergie des VETO, conditions de déclenchement, intensités). Ces histogrammes sont utilisés pour déterminer les paramètres de calibration en énergie et en temps, et les contours d'identification PSA-temps de vol.
- de générer, une fois les paramètres de calibration définis, des DST (Data Summary Tape) contenant, sous forme de NTUPLE, les énergies et temps de vol des différents modules. Ces NTUPLE seront alors exploités par une analyse de type Rosebud (cf. annexe 5.7).

Foster est également utilisé pour gérer les expériences de la campagne TAPS au GANIL (1998), et est activement maintenu grâce au concours de ses utilisateurs.

Des informations récentes peuvent être trouvées sur le Web à l'URL suivante :

<http://taps.in2p3.fr/nof/foster/>

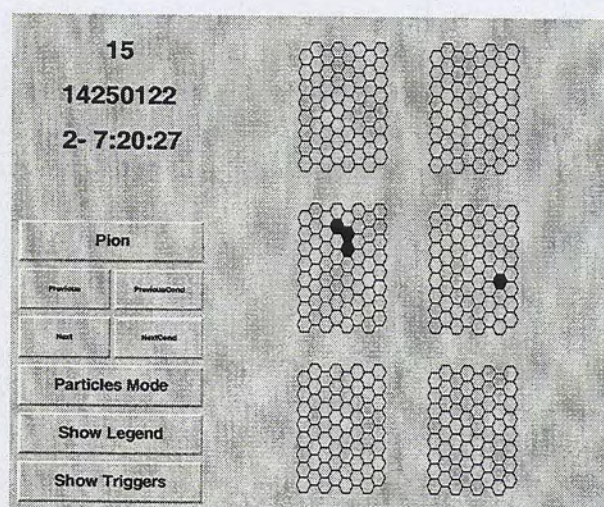


## Rosebud



L'implémentation de la géométrie et de la fonction de réponse du détecteur TAPS au sein d'un programme de simulation comme Kane[87], ou le décodage et la calibration des événements par le programme Foster sont des constantes<sup>4</sup> communes à toutes les expériences TAPS. En revanche, une analyse de données doit être assez flexible pour s'adapter aux spécificités de *chaque* expérience et servir l'imagination du physicien. Dans cet esprit, Rosebud n'est pas un programme d'analyse "clef en main", mais plutôt une librairie d'objets spécifiques à la physique étudiée avec le détecteur TAPS. Cette librairie fournit au physicien les briques de bases qui lui permettront :

- d'accéder facilement à la base de données contenant les informations relatives aux "runs" ;
- de manipuler des objets conceptuels tels que "bloc de TAPS", "module de TAPS", afin de déterminer le nombre de modules touchés d'un bloc, trouver les agrégats d'un bloc, fixer les contours d'identification, par exemple ;
- de créer rapidement un programme de visualisation des événements pour avoir accès "à la souris" à des informations sur les modules ou sur les agrégats (particules) (figure 14), permettant de tester les différents paramètres de l'analyse.
- de transformer les données brutes (réelles ou simulées) contenant uniquement des informations sur les détecteurs touchés en événements contenant des informations sur les *particules* ayant touché TAPS : photon, pion neutre, proton, etc ...



**Fig. 14:** Copie d'écran d'un programme de visualisation des événements mesurés dans les réactions proton-noyau à 190 MeV, réalisé à l'aide de la librairie Rosebud. L'événement représente la détection d'un pion. Un simple clic de souris permet d'obtenir des informations sur chacune des gerbes ou sur chacun des détecteurs touchés. En haut à gauche, la date et les déclenchements associés à cet événement sont reproduits, d'après les informations enregistrées par l'acquisition.

Cette librairie a été réalisée en C++, en se basant sur le "framework" ROOT[83]. Elle définit une vingtaine de classes d'objets que l'on peut séparer en plusieurs catégories :

<sup>4</sup>Ou des variables de faible amplitude ...



- Accès à la base de données créée par le programme Foster (RBFosterDB et RBFRun),
- Description physique du détecteur (RBTapsGeometry, RBTapsModule, RBTapsBlock),
- Contrôle de la reconstruction des agrégats (RBBase, RBIdentification, RBThreshold, RBContour)
- Accès aux différents paramètres de l'analyse (RBParameter)
- Accès aux particules reconstruites, à partir d'une structure organisée en événements (RBHeader, RBEvent, RBParticleEM, RBParticleHADR, RBParticleGEANT, RBParticle)
- Visualisation des événements (RBDisplay)

La programmation de cette librairie est très "orientée objet", et elle bénéficie en outre des capacités offertes par ROOT : manipulation d'histogrammes, facilités de visualisation des objets, entrées/sorties hautement hiérarchisées et permettant des accès sélectifs et très rapides<sup>5</sup>. Nous avons ainsi pu créer un code compact (environ 15000 lignes) à la fois performant, facile à maintenir et à faire évoluer si besoin. Il a été utilisé pour analyser toutes les données TAPS prises pendant la campagne de mesures au KVI en 1997-1998.

Des informations récentes peuvent être trouvées sur le Web à l'URL suivante :

<http://taps.in2p3.fr/nof/rosebud/>

---

<sup>5</sup>ROOT possède non seulement l'équivalent des ntuples de PAW, mais aussi la notion de "Tree", que l'on pourrait décrire comme un "super ntuple" ...



## Bibliographie

- [1] Y.Schutz *et al.*, Nucl. Phys. **A622**, 405 (1997).
- [2] G. Martínez *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. (1998).
- [3] Y. Charbonnier, Ph.D. thesis, Université de Caen, 1997.
- [4] V. Metag, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 75 (1993).
- [5] E. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
- [6] G. Bertsch, Phys. Rev. **C15**, 713 (1977).
- [7] C. Guet and M. Prakash, Nucl. Phys. **A428**, 119c (1984).
- [8] M. Blann, Phys. Rev. **C32**, 1231 (1985).
- [9] J. Aichelin, Phys. Lett. **B164**, 261 (1985).
- [10] W. Cassing, Z. Phys. **A329**, 487 (1988).
- [11] B. VerWest and R. Arndt, Phys. Rev. **C25**, 1979 (1982).
- [12] M. Tohyama, R. Kaps, D. Masak, and U. Mosel, Nucl. Phys. **A437**, 739 (1985).
- [13] W. Bauer, Phys. Rev. **C40**, 715 (1989).
- [14] A. Bonasera, G. Burgio, F. Gulminelli, and H. Wolter, Il Nuovo Cimento **A103**, 309 (1990).
- [15] W. Cassing *et al.*, Phys. Lett. **B238**, 25 (1990).
- [16] A. Badalá *et al.*, Phys. Rev. **C48**, 2350 (1993).
- [17] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel, and K. Niita, Phys. Rep. **188**, 363 (1990).
- [18] D. Ashery and J. P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36**, 207 (1986).
- [19] J. Hüfner and M. Thies, Phys. Rev. **C20**, 273 (1979).
- [20] J. Aichelin and G. Bertsch, Phys. Lett. **B138**, 350 (1984).
- [21] D. Ashery *et al.*, Phys. Rev. **C23**, 2173 (1981).
- [22] J. Gosset *et al.*, Phys. Rev. **C16**, 629 (1977).
- [23] J. Cugnon, Nucl. Phys. **A360**, 444 (1981).
- [24] R. Shyam and J. Knoll, Nucl. Phys. **A459**, 732 (1986).
- [25] M. Prakash, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Phys. Rev. **C33**, 937 (1986).
- [26] D. Vasak *et al.*, Nucl. Phys. **A428**, 291c (1984).
- [27] M. Prakash, C. Guet, and G. Brown, Nucl. Phys. **A447**, 625c (1985).
- [28] P. Deutchman, J. Norbury, and L. Townsend, Nucl. Phys. **A454**, 733 (1986).



- [29] B. L. Alvaredo *et al.*, Nucl. Phys. **A611**, 568 (1996).
- [30] A. Badalá *et al.*, Phys. Rev. **C46**, 604 (1992).
- [31] L. Bimbot *et al.*, Nucl. Phys. **A440**, 636 (1985).
- [32] E. Chiavassa *et al.*, Nucl. Phys. **A422**, 621 (1984).
- [33] B. Million *et al.*, Nucl. Phys. **A459**, 594 (1986).
- [34] J. Sullivan *et al.*, Phys. Rev. **C25**, 1499 (1982).
- [35] A. Palmeri *et al.*, Phys. Rev. **C40**, 1081 (1989).
- [36] S. Nagamiya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1780 (1982).
- [37] N. DiGiacomo *et al.*, Phys. Rev. **C31**, 292 (1985).
- [38] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. **B257**, 27 (1991).
- [39] A. Badalá *et al.*, Phys. Rev. **C43**, 190 (1991).
- [40] V. Bernard *et al.*, Nucl. Phys. **A423**, 511 (1984).
- [41] J. Stachel *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 1420 (1986).
- [42] P. Braun-Munzinger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 255 (1984).
- [43] R. Novotny, IEEE Trans. Nucl. Sc. **38**, 379 (1991).
- [44] E. Migneco *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A314**, 31 (1992).
- [45] E. Gardner and C. Lattes, Phys. Rev. **74**, 235A, 1558A (1948).
- [46] J. Miller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2408 (1987).
- [47] R. Mayer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 904 (1993).
- [48] K. K. Gudima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2412 (1996).
- [49] B. Jakobsson, Phys. Rev. Lett. **78**, 3828 (1997).
- [50] J. Julien *et al.*, Z. Phys. **A330**, 83 (1988).
- [51] S. Aiello *et al.*, Europhys. Lett. **6**, 25 (1988).
- [52] R. Barbera *et al.*, Nucl. Phys. **A518**, 767 (1990).
- [53] D. Lebrun *et al.*, Phys. Lett. **B223**, 139 (1989).
- [54] C. Moisan *et al.*, Nucl. Phys. **A537**, 667 (1992).
- [55] G. Young *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 742 (1986).
- [56] B. Erasmus *et al.*, Nucl. Phys. **A481**, 821 (1988).
- [57] H. Noll *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 1284 (1984).
- [58] B. Norén *et al.*, Nucl. Phys. **A489**, 763 (1988).
- [59] T. Johansson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 732 (1982).
- [60] N. Wall, J. Craig, and D. Ezrow, Nucl. Phys. **A268**, 459 (1976).
- [61] M. Waters *et al.*, Nucl. Phys. **A564**, 595 (1993).
- [62] D. Horn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2408 (1996).
- [63] N. Willis *et al.*, Phys. Lett. **B136**, 334 (1984).
- [64] W. Schott *et al.*, Phys. Rev. **C34**, 1406 (1986).



- [65] V. Bellini *et al.*, Z. Phys. **A333**, 393 (1989).
- [66] V. Krasnov *et al.*, Phys. Lett. **B108**, 11 (1982).
- [67] R. Büchle *et al.*, Nucl. Phys. **A515**, 541 (1990).
- [68] J. Julien *et al.*, Phys. Lett. **B142**, 340 (1984).
- [69] W. Falk *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 988 (1986).
- [70] D. Cochran *et al.*, Phys. Rev. **D6**, 3085 (1972).
- [71] J. Crawford *et al.*, Phys. Rev. **C22**, 1184 (1980).
- [72] R. Holzmann *et al.*, Phys. Lett. **B366**, 63 (1996).
- [73] S. Stanislaus, D. Horváth, D. Measday, and A. Noble, Phys. Rev. **C44**, 2287 (1991).
- [74] S. Nagamiya *et al.*, Phys. Rev. **C24**, 971 (1981).
- [75] A. Volya, S. Pratt, and V. Zelevinsky, nucl-th/9807033 (1998).
- [76] M. Dębowski *et al.*, Z. Phys. **A356**, 313 (1996).
- [77] R. Barnett, Phys. Rev. **D54**, 1 (1996).
- [78] F. Marqués *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **365**, 392 (1995).
- [79] A. Gabler *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A346**, 168 (1994).
- [80] A. Raschke, Master's thesis, Universität Münster, Germany, 1992.
- [81] T. Matulewicz *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A289**, 194 (1990).
- [82] M.-J. V. Goethem, Ph.D. thesis, Rijkuniversiteit Groningen, The Netherlands, 1998.
- [83] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Inst. and Meth. **A389**, 81 (1997), see also <http://root.cern.ch/>.
- [84] G. Martínez *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A391**, 435 (1997).
- [85] T. Awes *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **311**, 130 (1992).
- [86] R. Averbeck, in *Gamma Ray and Particle Production in Heavy Ion Collisions*, edited by G. M. J. Díaz and Y. Schutz (World Scientific, Guardamar Spain, 1993).
- [87] L. Aphecetche *et al.*, GANIL Report **R9702**, 1 (1997).
- [88] H. Baer *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **180**, 445 (1981).
- [89] A. S. Group", *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, w5013 ed., CERN, Geneva, 1993.
- [90] Kwato-Njock and et.al., Phys. Lett. **B207**, 269 (1988).
- [91] J. Pinston *et al.*, Phys. Lett. **B218**, 128 (1989).
- [92] J. Clayton *et al.*, Phys. Rev. **C45**, 1815 (1992).
- [93] R. Elmér *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4884 (1996).
- [94] A. Wolf *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5281 (1998).
- [95] D. Miskowiec *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3650 (1994).
- [96] R. Bath *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4007 (1997).
- [97] R. Albrecht *et al.*, Eur. Phys. J. **C5**, 255 (1998).
- [98] M. Aggarwal *et al.*, nucl-ex/9806004 (1998).



- [99] K. Gudima and V. Toneev, Nucl. Phys. **A400**, 173c (1983).
- [100] P. Bozek, P. Danielewicz, K. Gudima, and M. Ploszajczak, Phys. Lett. **B421**, 31 (1998).
- [101] L. Aphecetche *et al.*, Rapport Interne GANIL BL/CL/13/01/1997, 317 (1997).



## Table des figures

1	Diagramme de phase la matière nucléaire . . . . .	vii
1.1	Évolution d'une collision AA . . . . .	2
1.2	Énergie disponible dans une collision NN . . . . .	7
1.3	Cinématique de la réaction $N_1 N_2 \rightarrow N_3 N_4 x$ . . . . .	9
1.4	Taux de production $\pi^0, \eta$ dans $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ (BUU) . . . . .	12
1.5	Détection des $\pi^\pm$ à l'aide d'un spectromètre magnétique . . . . .	16
1.6	Détection des $\pi^\pm$ à l'aide de télescopes segmentés à parcours . . . . .	17
1.7	Détection de $\pi^0$ à l'aide de télescopes au verre au plomb . . . . .	18
1.8	Multidécteur MEDEA . . . . .	19
1.9	Section efficace totale de production des pions en fonction du système . . . . .	22
1.10	Probabilité de production d'un pion par nucléon participant . . . . .	23
1.11	Spectre en énergie des $\pi^0$ dans $^{86}\text{Kr} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ à 60A MeV . . . . .	24
1.12	Température des pions . . . . .	25
1.13	Distribution angulaire des pions dans $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44A MeV . . . . .	26
1.14	Multiplicité de particules chargées dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ à 95A MeV . . . . .	27
1.15	Spectre en énergie des pions mesurés dans la réaction $^{12}\text{C}(p, \pi^+)[31]$ . . . . .	28
2.1	Schéma du dispositif expérimental . . . . .	32
2.2	Schéma d'un module de détection de TAPS . . . . .	36
2.3	Bloc TAPS . . . . .	38
2.4	Occupation angulaire de TAPS . . . . .	38
2.5	Angles KANE . . . . .	38
2.6	Electronique de TAPS . . . . .	40
3.1	Gerbe cosmique dans l'atmosphère . . . . .	47
3.2	Spectre en énergie cosmique . . . . .	48
3.3	Spectre en temps d'un $\text{BaF}_2$ . . . . .	50
3.4	Prise en temps des modules TAPS . . . . .	51
3.5	Dérive en temps de vol . . . . .	52
3.6	Identification d'un module touché 1 . . . . .	54
3.7	Identification d'un module touché 2 . . . . .	54
3.8	Distribution en linéarité : photons et cosmiques . . . . .	59
3.9	Dispersion en énergie : photons et cosmiques . . . . .	60
3.10	Coupure cosmique 1 . . . . .	61
3.11	Coupure cosmique 2 . . . . .	62
3.12	Coupure cosmique 3 . . . . .	63



3.13	Fonction de réponse aux photons . . . . .	64
3.14	Spectre en masse invariante . . . . .	65
3.15	Quadriment du pion . . . . .	67
3.16	Réponse de TAPS à des pions monoénergétiques . . . . .	68
4.1	Acceptance pour les pions neutres . . . . .	71
4.2	Calcul de l'efficacité pion . . . . .	72
4.3	Efficacité pion . . . . .	74
4.4	Section efficace doublement différentielle pion (W) . . . . .	76
4.5	Distributions angulaires des pions . . . . .	77
4.6	Spectres en énergie des pions . . . . .	78
4.7	Principe de l'extrapolation à $4\pi$ . . . . .	79
4.8	Ajustement des distributions angulaires . . . . .	80
4.9	Soustraction des photons venant des pions . . . . .	84
4.10	Spectres en énergie des photons directs . . . . .	85
5.1	Spectre en énergie réduite des pions (données) . . . . .	89
5.2	$\alpha_\gamma = f(e_\gamma)$ (données) . . . . .	91
5.3	Schéma de principe (modèle géométrique) . . . . .	92
5.4	Distance $D$ de parcours d'un pion dans un noyau (modèle géométrique) . . . . .	93
5.5	Probabilité d'échappement d'un pion (modèle géométrique) . . . . .	94
5.6	$\alpha_\pi = f(\theta_\pi)$ (modèle géométrique) . . . . .	95
5.7	$\alpha_\pi = f(\theta_\pi)$ (données) . . . . .	95
5.8	$\alpha_\pi = f(e_\pi)$ (données) . . . . .	96
5.9	Différence $\alpha_\pi^{\text{arriere}} - \alpha_\pi^{\text{avant}}$ (données) . . . . .	97
5.10	Distributions en énergie : DCM vs données . . . . .	100
5.11	$\alpha_\pi = f(\theta_\pi)$ et $\alpha_\pi = f(e_\pi)$ (DCM) . . . . .	101
5.12	Spectre en énergie des photons (DCM) . . . . .	102
5.13	$\alpha_\gamma$ pour tous les photons (données) . . . . .	103
14	Événement pion . . . . .	112



## Liste des tableaux

1.1	Propriétés des pions . . . . .	14
1.2	Expériences de production de pions sous le seuil . . . . .	19
1.3	Expériences pA de production de pions au-dessus du seuil . . . . .	20
2.1	Faisceaux disponibles auprès d'AGOR . . . . .	33
2.2	Réactions étudiées . . . . .	34
2.3	Configuration géométrique . . . . .	37
2.4	Modules électroniques . . . . .	40
2.5	Liste des déclenchements . . . . .	43
3.1	Coupures cosmiques . . . . .	60
3.2	Conditions d'identification d'un pion neutre. . . . .	65
4.1	Simulations d'efficacité pion . . . . .	73
4.2	Sections efficaces pion mesurées . . . . .	76
4.3	Efficacités de détection des pions . . . . .	81
4.4	Sections efficaces totales de production des pions . . . . .	81
4.5	Sections efficaces de production des pions dans les réactions p+A . . . . .	82
4.6	Sections efficaces de production des photons directs . . . . .	85
5.1	Chaleurs de réaction $Q_{gg}$ . . . . .	88
5.2	Limites cinématiques . . . . .	89
5.3	Chaleurs de réaction $Q_{gg}^{\gamma}$ . . . . .	90
5.4	DCM vs données : $\sigma_{\pi^0}$ . . . . .	99
5.5	DCM vs données : $\sigma_{\gamma}$ . . . . .	102



## RESUME

Nous avons étudié la production des photons et des pions neutres dans la matière nucléaire froide, et en particulier la production sous le seuil. Les particules produites sous le seuil dans les collisions d'ions lourds sont en effet des sources uniques d'information sur les caractéristiques de la matière nucléaire chaude et dense qui est formée lors de ces collisions. Néanmoins, pour pouvoir pleinement utiliser ces sondes, leurs modes de création et de propagation dans la matière nucléaire doivent être connus. Pour parvenir à cette fin les réactions proton-noyau ont été étudiées à 190 MeV. Ce choix élimine de nombreuses caractéristiques inconnues des collisions noyau-noyau qui conduisent à la production dans la matière nucléaire chaude. Cette expérience a été réalisée par la collaboration TAPS auprès de l'accélérateur franco-hollandais AGOR au KVI.

La mesure concomitante des photons et des pions neutres a rendu possible la détermination des sections efficaces de production des photons directs, en permettant d'estimer la contribution des photons issus de la décroissance des pions neutres au spectre total des photons mesurés. Le grand nombre de particules détectées nous a permis d'étudier l'évolution des sections efficaces doublement différentielles en fonction de la masse du noyau cible. Cette évolution est notablement différente pour les particules (photons ou pions neutres) les plus énergétiques. Il est clair que cette différence indique que le mécanisme de production des particules très énergétiques, au-delà de l'image d'une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon de première chance, implique des processus collectifs. Il apparaît que le processus de diffusions multiples joue un rôle important pour la production des photons, production incohérente à basse énergie, et cohérente (coopérative) à plus haute énergie de photon.

La confrontation de ces résultats avec les prédictions du modèle de transport DCM montre les limites de la théorie. En particulier, la précision de la mesure effectuée de la production de particules près de la limite cinématique (capture pionique du proton) dépasse de loin les capacités actuelles du calcul théorique.

## ABSTRACT

Neutral pion and photon production, and in particular subthreshold production, have been studied in cold nuclear matter. Subthreshold particles produced in heavy-ion collisions are unique probes of hot and dense nuclear matter created in such collisions. Nevertheless, in order to fully exploit these probes, their creation mechanisms and their propagation through nuclear matter must be known. Thus proton-nucleus reactions have been studied, at 190 MeV. This choice eliminates many of the unknown features of heavy-ion collisions which lead to the production in hot nuclear matter. This experiment was performed at the AGOR cyclotron at KVI, by the TAPS collaboration.

The combined measure of photons and neutral pions lead to the determination of cross-sections of direct photons production, for it allowed to estimate the contribution of photons coming from the two photons decay of neutral pions. The large number of detected particles has permitted to study the evolution of the double differential cross-sections as a function of the target mass. This evolution is quite different for the high energy particles (photons and neutral pions). This difference clearly indicates that high energy particle production, beyond the image of incoherent sum of first chance nucleon-nucleon collisions, implies collective mechanisms. It appears that multiple scattering process play a major role for photon production, incoherent at low energy and coherent (collective) at higher photon energies.

The comparison of these results with predictions of the transport model DCM emphasizes the limits of the theory. In particular, the precision of the measure of particles near the kinematical limit (pionic capture of the proton) exceeds the present capabilities of the theoretical approach.

## MOTS-CLES

Physique nucléaire, Photons, Matière nucléaire, Pions (particules)